



TITLE:

掃流漂砂による海浜断面の変形過程に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

斐, 義光

CITATION:

斐, 義光. 掃流漂砂による海浜断面の変形過程に関する研究. 京都大学, 1987, 工学博士

ISSUE DATE:

1987-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r6203>

RIGHT:

掃流漂砂による海浜断面の変形過程
に関する研究

昭和61年12月

斐 義 光

掃流漂砂による海浜断面の変形過程 に関する研究

昭和61年12月

斐 義 光

目 次

第1章	序 論	1
第2章	一様勾配海浜から平衡勾配への海浜断面の変形過程に関する考察	7
第1節	概 説	7
第2節	一様勾配海浜の波による変形過程に関する実験	13
(1)	実験装置および実験方法	14
(2)	解析方法	16
(3)	実験結果および考察	17
第3節	結 語	27
第3章	固定斜面上における波動場の特性に関する研究	31
第1節	概 説	31
第2節	流れ関数表示の波動理論による底面近傍の水粒子速度と 底面摩擦応力の特性	37
(1)	Deanの流れ関数理論による波の水粒子速度	37
(2)	層流境界層内の水粒子速度および底面摩擦応力の理論式の誘導	40
(3)	底面境界層内の流体場におよぼす波の有限振幅性の影響	45
第3節	底面近傍の水粒子速度と底面摩擦応力に関する実験	48
(1)	実験装置	48
(a)	砕波点以深における場合	48
(b)	砕波帯における場合	50
(2)	実験方法	53
(3)	解析方法	54
(4)	実験結果および考察	56
(a)	底面摩擦応力の最大値の場所的変化	56
(b)	水粒子速度および底面摩擦応力の位相変化	57
(c)	水粒子速度の岸沖方向成分の割合	59
(d)	底面摩擦応力の岸沖方向成分の割合	61
(e)	水粒子速度と底面摩擦応力との関係	63

第4節 結 語	63
第4章 一様勾配斜面上の固体粒子の波による運動に関する研究	69
第1節 概 説	69
第2節 波による固体粒子の運動に関する実験	73
(1) 実験装置および実験方法	73
(a) 滑らかな斜面上における場合	73
(b) 粗い固定斜面上における場合	75
(2) 解析方法	76
(3) 実験結果および考察	76
(a) 滑らかな斜面上における固体粒子の運動特性	76
(b) 粗い固定斜面上における固体粒子の運動特性	82
(c) 固体粒子の運動におよぼす粗度の影響	89
(d) 底面における質量輸送速度におよぼす 波の浅水変形効果の影響	94
第3節 結 語	96
第5章 変形断面の固定床海浜における固体粒子の波による運動 に関する実験	99
第1節 概 説	99
第2節 変形断面海浜における固体粒子の波による運動 に関する実験	100
(1) 実験装置および実験方法	100
(2) 解析方法	102
(3) 実験結果および考察	102
(a) 波高分布	102
(b) 底質の net の移動速度の場所的分布	106
第3節 底質の net の移動速度におよぼす要因に関する考察	109
(1) 沖波波形勾配の影響	109
(a) 海浜断面が一様な勾配を有する場合	109
(b) 海浜断面が一様でない場合	110
(2) 波の浅水変形効果の影響	110
第4節 結 語	113

第6章	岸沖掃流漂砂の移動モデルと断面変形機構に関する研究	117
第1節	概 説	117
第2節	Null point の概念に関する従来の研究	117
第3節	Null point 仮説における問題点	122
第4節	固体粒子の net の移動速度にもとづく底質移動モデル	126
(1)	Net の移動速度の分布形状の一般化	126
(2)	底質の移動特性および海浜断面形状の変形特性	128
第5節	移動床海浜における現象との対応関係	134
(1)	底質の移動方向	134
(2)	底質の net の移動量	134
(3)	海浜断面形状	135
第6節	岸沖掃流漂砂による海浜断面の変形機構に関する考察	136
第7節	結 語	138
第7章	結 論	143

人の生活にかかわりを持つ海岸は、元来、河口を中心として、内陸から排出された土砂がゆるやかに海浜を形成し、浅海域を経て海洋へと連続的に続くのが常態である。しかしながら、人口の増大および産業の発展に伴って、埋立て及び干拓等が積極的に行われた結果、沿岸域とくにその陸域部は臨海都市としての生活の場、臨海工業地帯としての工業生産の場、道路・鉄道等の交通の場、干拓地・農地としての農業生産の場、公園としての景観保存の場等、各種の利用が高度に進んだ。また、沿岸海域も、港湾・航路としての交通の場、海水浴場・魚釣り・舟遊び等の海洋レクリエーションの場、漁港・沿岸漁場等の漁業生産の場としての利用等が進んでいる。

このように、沿岸の利用開発が進み、人口や産業が海岸に集中して来るに伴って、海岸の保全・防護は社会的に一段と重要な問題となって来た。とりわけ、高潮、津波、波浪および漂砂等による海岸災害はわれわれの社会生活を脅かすものであり、このような海岸災害を防止軽減することが海岸工学における重要な課題であることはいうまでもない。

漂砂に関する問題は、海岸における土砂の移動、すなわち漂砂のバランスが崩れた結果生じるものであるが、海岸侵食は河川流送土砂量の減少や海岸構造物の築造等によって、漂砂の動態に不均衡が生じたために起るものである。

かつては、洪水のたびに大量の土砂が河川から海へ運ばれ、河口を中心にデルタが発達し、それが隣接海岸へと供給されて、海岸線は維持されて来たが、治山・治水事業の進展により、水源地の土砂崩壊が減少し、ダム群により土砂流送が抑止される一方、最近の需要増から中・下流部の砂・砂利採取が増え、河川から海岸への土砂補給は激減した。このため、年々かなりの量の河川流送土砂量の補給によってバランスを保ってきた海岸線は、河川流送土砂量の減少に伴って徐々に侵食される方向へと進みつつあると考えられている。

また一方、海岸に設置される種々の構造物が、海岸での土砂移動のバランスを壊し、海岸の侵食に大きな影響を与えている。すなわち、港湾や漁港の防波堤や埋立護岸、河川河口部の導流堤、あるいは海岸堤防・突堤などの海岸保全施設そのものが、その付近および隣接する海岸に大なり小なり影響を与え、これらの要因が重なりあって、海岸の侵食に拍車をかけている事実も見られる。とくに最近では、海水浴場などの海浜レクリエーションの場の消失、および堤防の法先洗掘による破壊等の原因となる海岸堤防前面の海浜の侵食が問題となっている。

海岸において問題にされるのは海岸侵食のみではなく、逆に土砂の堆積が問題となる場合がある。例えば、漁港の埋没、あるいは河口閉塞がその例である。漂砂の侵入、堆積によって起る港湾の埋没現象は、港湾や漁港の機能を阻害するのできわめて重要な問題である。

また、河口に土砂が堆積して流水断面積を減らしたり、時には河口を閉塞して、洪水時には著しく河川水位を上昇させ、氾濫の危険を増大させるとともに、渇水時には舟航に支障をきたすなど、河口閉塞現象はわれわれの社会生活に重大な影響を与える災害をもたらす。

これまで、このような漂砂災害を防止軽減する目的で、種々の構造物が考案され施工されてきた。侵食対策としては堤防、護岸、突堤および離岸堤などがあり、埋没防止対策施設としては防砂堤や導流堤などがある。しかしながら、災害防止対策という観点からは、いずれも決定的なものではなく、試行錯誤的な方法によって成果を得ているのが現状である。

このことは漂砂現象の複雑さを裏付けるものであるが、漂砂による工学的諸問題をより有効に解決するためには、流体場の特性を知るのみではなく、その流体場で運動する漂砂の挙動をも明らかにする必要がある。このような土砂の挙動を重点的に取扱う土砂水理学が水理学の一分野として発展してきており、漂砂現象の詳細は海浜における漂砂を対象とした土砂水理学の成果によって力学的に解明されなければならない。

漂砂現象を取り扱っていく場合に、汀線に直角方向の漂砂の特性と、汀線に平行方向の漂砂の特性に大別して考察するのが一般的である。もちろん、両者は密接不可分の関係を持っているが、前者は比較的短期間の変化として表われ、また後者は比較的長期間の変化の傾向を知る上で重要となる。汀線に平行方向の漂砂は、沿岸流によって運ばれるものと、碎波後の波自身による漂砂移動の汀線に平行方向の成分を合計したものと考えられているが、沿岸流によって運ばれる漂砂に関する知見は、一方向流との関係を用いることによって数多く得られている。碎波後の波運動による沿岸方向の漂砂に関しては、碎波後の波動場特性が明らかになっていないために、未知な点が多い。ここでは、汀線に直角方向の漂砂についてのみ論じることにする。

前に述べたような工学的諸問題を解明するにあたっては、まず第1に土砂水理学の基本ともいえる波による底質の運動を明らかにする必要がある。これに関する基本的な課題として、砂礫の限界掃流力理論と漂砂理論が挙げられるが、前者は、波動による底面のごく薄い境界層内での水粒子の運動機構を調べ、漂砂の移動との関係を水理学的に検討したものである¹⁾。このなかで、漂砂の移動限界を

Shields 数と砂粒 Reynolds 数との関係から検討することにより、流砂の限界掃流力の表示と全く同様に表わされることが示されている²⁾。また、漂砂の移動限界の中に波による加速度の効果を取り入れた研究もなされている³⁾。

これらの移動限界は限界流速でも表現されるので、限界流速が求まると、ある与えられた波高、周期に対する水深が定まる。この水深を漂砂の移動限界水深とよんでいるが、限界掃流力理論から求まる移動限界水深は、工学的な面から考えるとあまりにも深すぎ、かつその移動量が少なくてほとんど問題にならない。したがって工学的には、漂砂の追跡調査から得られた成果にもとづく移動限界水深が算定されている⁴⁾。

一方、漂砂量則に関しては、砕波点より沖側と岸側では漂砂の挙動がかなり異なるため、別々に取扱われるのが普通である。漂砂の大部分を占めるのは、砕波点より岸側の磯波帯であるが、この領域における漂砂の移動機構については、砕波現象の量的把握が十分でないため、現在までのところ実用に耐えるに十分な精度をもち、しかも一般化された算定式は、実験室という単純な条件下ですら得られていない。海浜断面の変形は漂砂の冲向き方向と岸向き方向との差である net の移動量が場所的に一様でないことに起因する現象であることから、海浜断面の変形予測を精度良く行うためには、漂砂の net の移動特性にもとづいて、漂砂量則を確立する必要があると考えられる。したがって、本論文では、波運動下における砂礫の移動機構を明らかにすることを目的として、波による底質の net の移動量特性を明らかにしようとするものである。

第2の基本課題としては、海浜断面の変形論があげられる。海浜断面の変形に関する研究は平衡勾配との関係から論じられてきたものが多い。すなわち、一定の条件の波が長時間海浜に作用すると、海浜断面はそれ以上変形せず、入射波の特性に対応した安定な形状を呈することから、海浜断面は入射してくる波が変化するにつれて、その波の条件に対応した断面形状に変化していくとする考え方である。

海浜の断面形状としては、典型的な二つの型に大別される。一つは“bar”の存在に、他は“step”の存在にその大きな特徴が認められる。前者の海浜は、冬型海浜、暴風海浜あるいは bar 型海浜と名づけられ、沖波波形勾配 H_o/L_o の比較的大きな波によって形成される。一方、後者の海浜は夏型海浜、正常海浜あるいは step 型海浜と名づけられ、 H_o/L_o の比較的小さな波によって形成される⁵⁾。このような形状は実際の海浜においても明らかに認められる⁶⁾。これらの海浜は、汀線の前退・後退をも考慮して、さらに分類されている⁷⁾。

また、1個の砂粒の流体力による移動に着目した null point の概念に基づく研

究⁹⁾があり、海浜断面の平衡勾配の理論的考察に大きく貢献した。しかしながら、碎波前の領域を対象としたものであること、および理論による結果を裏付けるために用いた実験結果が妥当でなかったため、不十分といわざるを得ない。

海浜の変形機構を、河床変動の概念と同様に、漂砂の連続式にもとづいて漂砂量の場所的変化から論じた研究⁹⁾がある。それによると、海浜のある一部分をとり出してみた場合、その部分を通過する漂砂の量が一様であれば、堆積も侵食も起らず海浜断面は変形しない。漂砂量が場所的に net として増加する所では海底は洗掘され、反対に、漂砂量が net として減少する所では海底は堆積する。汀線近くについていえば、それぞれの海岸は後退および前進することになる。このように、海浜断面の変形は、原理的には、波の運動方程式、漂砂の連続式および漂砂量式を連立させることによって求められるものであるが、漂砂域の大部分を占める碎波帯領域 (surf zone, swash zone) における漂砂運動は、碎波という極めて乱れの強い現象によって引き起されるため不明な点が多く、漂砂量則についての一般化された取扱いは確立されていない。

したがって、本論文では、底質が浮遊することなく、底面付近を運動するいわゆる掃流形式の場合の海浜変形機構を解明する目的で、比較的大きい粒径の底質粒子の net の移動特性にもとづいて、海浜断面の変形機構を明らかにしようとするものである。

本研究は、以上述べてきた土砂水理学の分野における第1および第2の課題に関連して、著者が行ってきた研究成果をとりまとめたものであって、研究の目的と内容の概略を各章ごとに示すと、次のとおりである。

まず第2章では、海浜断面が一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程での、漂砂の移動方向および海浜断面形状の変形特性を、平衡勾配の概念にもとづいて検討する。すなわち、2次元海浜変形の実験データを利用して、漂砂の連続式から算定される砂の移動量分布を求め、海浜断面の変形に及ぼす要因について考察するとともに、粒径の比較的大きい砂を用いた移動床模型実験を行い、海浜断面が一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程を詳細に調べることにより、掃流漂砂による海浜断面の変形特性を考察する。

第3章においては、波による砂礫の移動機構を解明するためには、まず、漂砂移動の外力となる海浜上の波動場の水理特性を調べる必要があるという観点から、一様勾配斜面上における底面付近の水粒子速度および底面摩擦応力といった流体場特性を理論的・実験的に検討する。

第4章においては、掃流漂砂の移動方向を決定するのは、波による質量輸送であることを述べ、次に第3章で明らかにした一様勾配斜面上の波動場で運動する固体粒子の Lagrange 的運動特性を実験的に調べ、その結果にもとづいて波による質量輸送と底質の移動との関係を検討する。

第5章においては、海浜過程は砂礫を移動させる外力である波や流れ、輸送される底質および地形とが相互に作用を及ぼす複雑な系であるという観点から、変形過程の断面を有する固定床海浜上で、波により運動する固体粒子の移動特性を実験的に検討し、その結果にもとづいて、海浜断面の変形過程における砂礫の net の移動量の場所的分布特性と海浜断面の変形特性との関係について考察する。

第6章においては、漂砂の移動量が動的に零となる null point に関する従来の研究について概説するとともに、問題点について指摘する。さらに、第4章および第5章で明らかにした底質の net の移動速度の場所的分布特性にもとづいて、岸沖掃流漂砂の移動モデルを提案し、本モデルによる予測結果と移動床海浜における結果とを比較検討して、本モデルの移動床海浜への適用性について論じる。

最後に、第7章においては、以上の検討の結果得られた成果を要約して結論とする。

参 考 文 献

- 1) 例えば, 堀川清司・渡辺晃: 波による砂移動に関する一考察, 第13回海岸工学講演会講演集, pp.126~134, 1966.
- 2) Komar, P.D and M.C.Miller: Sediment threshold under oscillatory waves, Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., A S C E, pp.756~775, 1974.
- 3) 土屋義人・上田康裕・大下哲則: 漂砂の移動限界の理論, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.272~276, 1984.
- 4) 榎木亨: 漂砂と海岸侵食(防災シリーズ3), 森北出版, pp.90~91, 1982.
- 5) Nayak, I.V.: Equilibrium profile of model beaches, Proc. 12th Conf. on Coastal Eng., pp.1321~1340, 1970.
- 6) 堀川清司: 海岸工学, 東京大学出版会, pp.192~193, 1973.
- 7) 堀川清司・砂村継夫・鬼頭平三: 波による海浜変形に関する一考察, 第20回海岸工学講演会論文集, pp.357~363, 1973.
- 8) Eagleson, P.S. and R.G.Dean: Wave-induced motion of bottom sediment particles, Trans. ASCE, Vol. 126, Part 1, pp.1162~1189, 1961.
- 9) 岩垣雄一: 海岸侵食論, 1966年度水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, 土木学会水理委員会, pp.17-1~17-17, 1966.

第2章 一様勾配海浜から平衡勾配への 海浜断面の変形過程に関する考 察

第1節 概 説

一定の性質を有する波が長時間海浜に作用すると、海浜断面は次第に安定な形状へと変化していき、ついにはそれ以上波が作用しても、海浜断面形状が変化しなくなってくる。このような海浜断面を平衡勾配と定義している。

海浜の断面形状は平衡勾配にもとづいて分類されるのが一般的である。平衡勾配にもとづく海浜断面形状の分類は、海浜断面の変形過程を全く考慮することなく、波の性質、底質特性、および海浜勾配から海浜の最終形状を決定するものであるが、分類の仕方には二つの方法がある。第1の方法は沿岸砂州の有無によって分類するものであり、第2の方法は、ある初期勾配の海浜からの汀線の前進・後退と沖側に砂が堆積するか否かという基準にもとづいて分類するものである。

沿岸砂州の有無によって分類すると、海浜断面は bar 型海浜と step 型海浜の二つに分けられる。すなわち、bar 型海浜は沿岸砂州を有する断面であり、step 型海浜は沿岸砂州が現われない断面である。なお、この沿岸砂州の発生条件は、数多くの研究成果により、図 2.1.1 に示すように、Johnson (1949)¹⁾ は波の特性 H_o/L_o によるとし、また Iwagaki-Noda (1963)²⁾ は波のみでなくて、波高と底質の大きさの比 H_o/d が関係するとし、Nayak (1970)³⁾ は底質の比重 ρ_d/ρ を導入した $H_o/(\rho_d/\rho - 1)d$ によって与えられるとした。

第2の分類は堀川・砂村・鬼頭 (1973)⁴⁾ によって示されたものであるが、それによると海浜断面は次の三つのタイプに分類される。

- I 型： 汀線が後退し、沖側に砂が堆積するタイプ
- II 型： 汀線が前進し、沖側に砂が堆積するタイプ

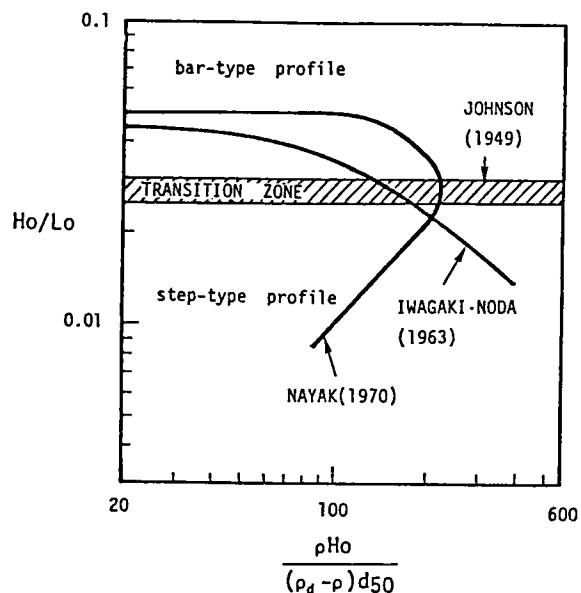


図 2.1.1 沿岸砂州の発生限界

Ⅲ型： 汀線が前進し、沖において砂が堆積しないタイプ

なお、汀線部の侵食・堆積に着目して、Ⅰ型の海浜断面を侵食型海浜、Ⅲ型の海浜断面を堆積型海浜、Ⅱ型として分類される海浜断面を遷移型海浜とよんでいる。

この平衡勾配の概念を用いて、海浜断面がどのような地形に変化していくかを求めることができる。すなわち、ある与えられた波の条件に対応する平衡勾配から、波の条件が変化した場合は、ある点を基準として、変化した波に対応した平衡勾配に変わっていくという考え方である。換言すれば、与えられた来襲波特性、海底勾配および底質特性等の外部パラメータを用いて、岸沖漂砂の移動方向を決定するという考え方である。

岸沖漂砂の沖向き・岸向き移動の限界を規定する要因に関する研究は、従来より数多く行われてきている。Rector⁵⁾は、初期一様勾配が $1/10$, $1/15$, $1/20$ および $1/30$ の模型海浜に $H_0/L_0 = 0.007 \sim 0.045$ の範囲の5種類の波を作用させて実験を行い、その結果にもとづいて次の関係を求めた。

$$\frac{d}{L_0} \begin{matrix} < \\ > \end{matrix} 0.0146 \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{1.25} \quad \begin{matrix} \text{離岸方向} \\ \text{向岸方向} \end{matrix} \quad (2.1.1)$$

Dean⁶⁾は、浮遊粒子の挙動を観察し、浮遊した底質粒子が沖向きの流れによって運ばれる割合は、底質粒子の沈降速度 w_0 が大きく波の周期 T が小さい場合には小さく、逆に波の周期が大きく沈降速度が小さい場合には大きくなることを見出し、岸沖漂砂の移動方向の限界を次のように表わした。

$$\frac{H_0}{L_0} \begin{matrix} < \\ > \end{matrix} 1.7 \pi \frac{w_0}{g T} \quad \begin{matrix} \text{向岸方向} \\ \text{離岸方向} \end{matrix} \quad (2.1.2)$$

また、堀川・砂村、近藤⁷⁾は、Kemp の提案した phase-difference を用いて、数多くの実験結果を前述の海浜断面形状に分類し、汀線の前進・後退を平衡勾配における碎波帯の幅と関係づけて検討した。最終状態での碎波帯の幅は初期勾配に

関係しないと考えて、次のような式を求めた。

$$\frac{H_0}{L_0} = C (\tan \beta)^{-0.27} \left(\frac{d}{L_0} \right)^{0.67} \quad (2.1.3)$$

上式は、初期勾配の影響を示す $(\tan \beta)^{-0.27}$ というパラメータを除くと、Rector の限界式と同様な表示になるが、このパラメータは碎波波高を導入する過程で取込まれたものである。汀線の前進・後退の判別は C の値にもとづいて、

次のように行う。

$$\left. \begin{array}{ll} C \leq 3 & \text{III 型海浜断面 (向岸方向)} \\ 3 < C < 7 & \text{II 型海浜断面 (向岸, 離岸混在)} \\ 7 \leq C & \text{I 型海浜断面 (離岸方向)} \end{array} \right\} \quad (2.1.4)$$

尾崎・曳田⁹⁾は、平衡勾配におよぼす初期海浜勾配の効果を直接的に導入し、汀線の前進・後退の限界を次式のように求めた。

$$\left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{0.96} \sqrt{g H_0} d^{-1.8} \tan \beta \gtrless 64 \quad \begin{array}{l} \text{汀線後退} \\ \text{汀線前進} \end{array} \quad (2.1.5)$$

ここに、 H_0 は碎波波高である。この判別式によると、勾配 $1/10$ から $1/90$ の範囲におよぶ室内実験の結果だけでなく、 $H_0 = 168 \text{ cm}$, $T = 11.3 \text{ sec}$ という実規模に近い波を用いて行った Saville の大型実験結果も含めてうまく分類されている。

榎木・出口・岡田⁹⁾は、佐藤・田中によって示された非対称砂れんの発生限界式を傾斜海浜に適用し、この限界式を用いて漂砂の卓越方向が次のように分類できることを示した。

$$N_{sr} = \frac{g T d}{2 \pi \nu} \gtrless 10^3 \quad \begin{array}{l} \text{離岸方向} \\ \text{向岸方向} \end{array} \quad (2.1.6)$$

次に、任意断面を通過する砂移動量を取りあげて波の特性との関係を検討し、海浜変形の機構について考察する。ここでは、Rector (1954)⁵⁾, Watts (1954)¹⁰⁾, 岩垣・榎木 (1955)¹¹⁾, Eaglesonら (1961)¹²⁾, Raman-Earattupuzhaら (1972)¹³⁾, 堀川ら (1975)¹⁴⁾ の2次元海浜変形の実験データを利用して砂の移動量分布を検討した結果について述べる。

いま、汀線と直角岸方向に x 軸、鉛直方向に z 軸をとり、単位幅当りの一周平均漂砂量の x 成分を q (岸向きが正) とすると、漂砂量 q と海底の変動量 z との間の砂の質量保存則は次のように与えられる。

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{1}{(1-\lambda)} \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (2.1.7)$$

λ : 砂の空隙率 (%) を100 で割った値

上式の意味するところは、次のようである（岩垣，1966）¹⁵⁾。すなわち，

- (1) 漂砂量の場所的変化がない場合 ($\partial q / \partial x = 0$) には， $\partial z / \partial t = 0$ であって，海浜は変動しない。
- (2) 岸方向の漂砂量が岸方向にあるいは沖方向の漂砂量が沖方向に減少する場合 ($\partial q / \partial x < 0$) には， $\partial z / \partial t > 0$ となり，砂が堆積し，海底は時間的に上昇する。
- (3) 逆に，漂砂量が岸方向あるいは沖方向に増加する場合 ($\partial q / \partial x > 0$) には， $\partial z / \partial t < 0$ となって海底が侵食される。

また，(1)式を差分に変形し，

$$\frac{q(x)}{1-\lambda} = \int_{x_1}^{x_n} \left[-\frac{\partial z}{\partial t} \right] dx = \sum_{i=1}^n \left[-\frac{\Delta z}{\Delta t} \right]_i \Delta x \quad (2.1.8)$$

とすれば， Δt 時間における海底変動量 Δz を与えることにより，砂移動量 q を求めることができる。計算にあたっては， Δt の単位を hour としたので q は 1 時間当りの平均漂砂量を示している。 Δz はモーション・アナライザーで読取り， Δx は実験によって 2.5～5.0 cm あるいは 1 foot とした。図 2.1.2～図 2.1.7 は計算結果の一部を示すが，横軸は初期勾配での汀線の位置を原点とし，沖方向を正とした距離（ x 軸とは反対）で，縦軸は $q/(1-\lambda)$ を表わしている。

漂砂量分布におよぼす各要素の影響について総括的に述べると，一様勾配から出発した場合の砂移動量分布は波形勾配が小さいときにあらわれる正常海浜と，大きいときに見られる暴風海浜とでは大きく異なり，正常海浜では主に岸向きの砂移動，暴風海浜では沖向きと岸向きまたは主として沖向きの砂移動が見られるのが特徴である。次に各要素との関係について述べる。

- (1) 波形勾配の影響 図 2.1.2 と図 2.1.4 からわかるように，波形勾配が小さい場合と大きい場合とでは，砂の移動方向が逆になり，しかも極大値の位置が前者では汀線付近であるのに対して，後者は沖の碎波点近くである。すなわち移動量の分布は H_o/L_o が小さい場合は汀線付近に集中し，値が大きくなると分布は平坦化する。
- (2) 粒径の影響 図 2.1.2 と図 2.1.3 および図 2.1.6 からわかるように，波形勾配が小さい場合には平均粒径が大きくなると砂移動量は減少するが，岸向きに移動することは変わらない。しかし図 2.1.5 より， H_o/L_o が 0.03 程度にもなると，粒径が大きいときは前の場合と同じであるが，粒径が小さくなると砂の移動が沖側に向く部分が現われ始め， $d_m = 0.22 \text{ mm}$ になると移動方向がすべて沖側へ変わる。これは粒径の大きさが沿岸砂州の発生に影響を与えること

を意味している。

(3) 初期勾配の影響 図2.1.2 と図2.1.7 からわかるように、波の作用時間が異なるので定量的な比較は困難であるが、砂移動量の分布形状はほぼ似ており、特に図2.1.7 は初期勾配が一様でないにもかかわらず、一様勾配の場合とよく似ている。

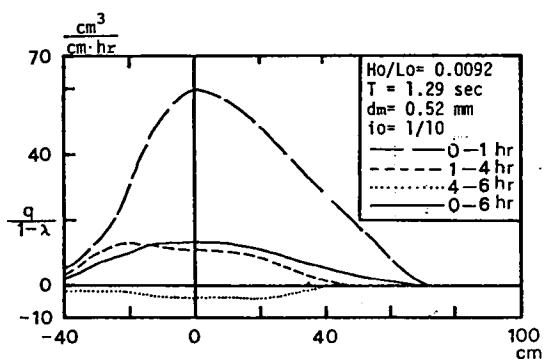


図 2.1.2 漂砂量分布

(岩垣・榎木, 1955)

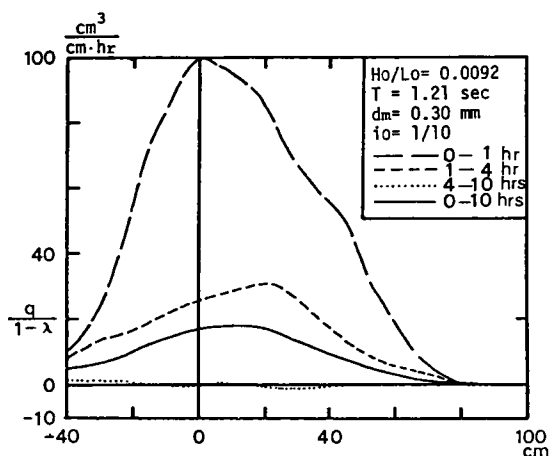


図 2.1.3 漂砂量分布

(岩垣・榎木, 1955)

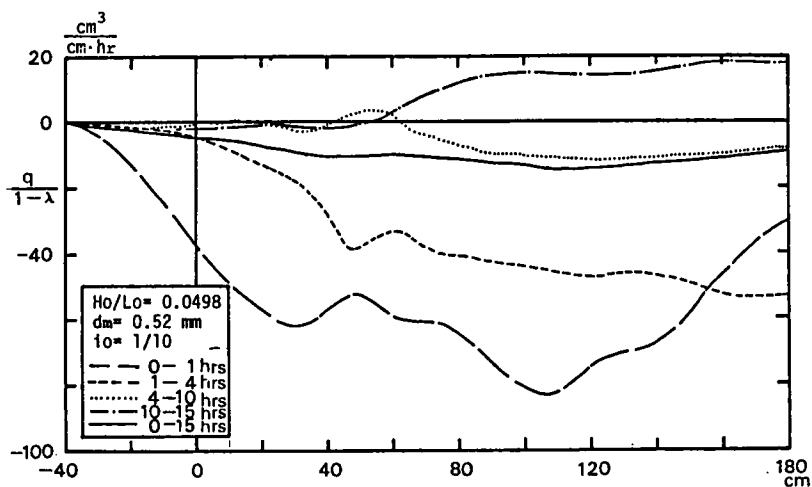


図 2.1.4 漂砂量分布 (岩垣・榎木, 1955)

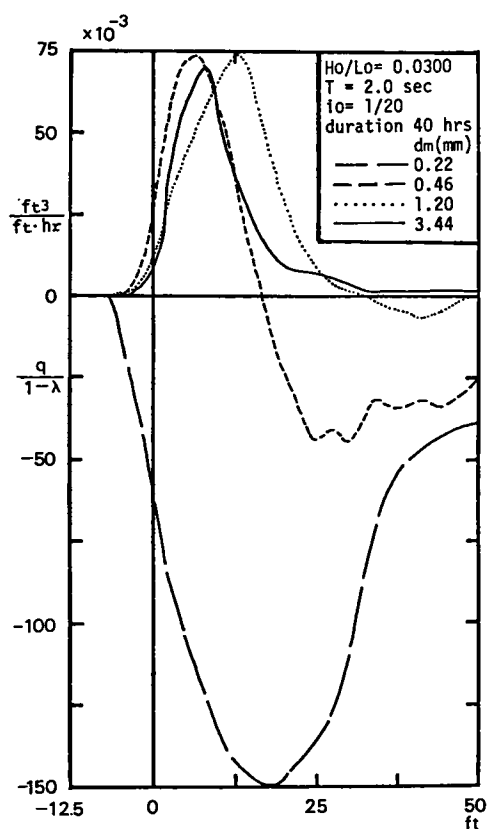


图 2.1.5 漂砂量分布 (Watts, 1954)

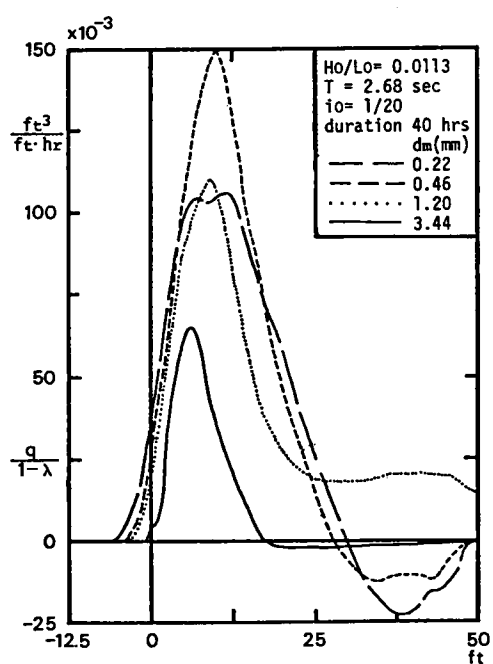


图 2.1.6 漂砂量分布 (Watts, 1954)

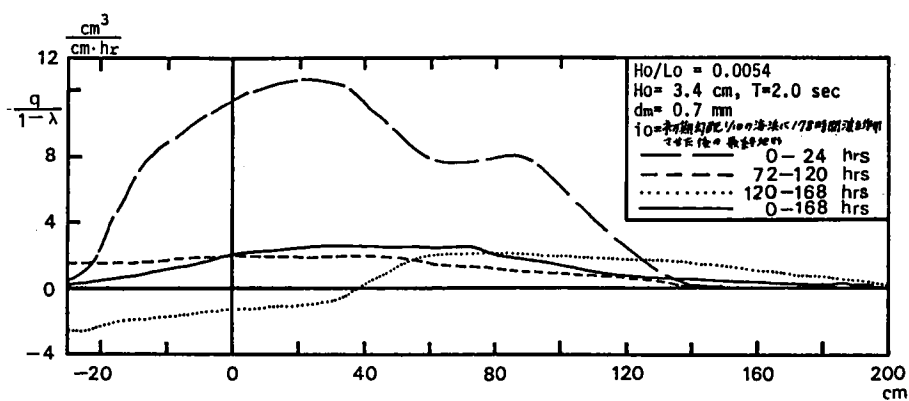


図 2.1.7 漂砂量分布 (堀川・砂村・近藤・岡田, 1975)

ここで行った検討において、i) 海浜変形に大きな影響を与える初期勾配からの最初の1時間の砂移動のデータが少なかったこと、ii) 変形量が0になる位置が図上で表わされていなかったり、断面形状の測定精度が良くないために侵食面積と堆積面積が等しくないデータがあったことなどの理由のため、漂砂の挙動とその量的関係について、より確かな検討が行えなかった。

しかし、以上のことから、岸沖漂砂による海浜断面の変形におよぼす底質特性、沖波波形勾配および初期海浜勾配の影響について、定性的に次のようなことがいえる。すなわち、底質粒径が大きく、波形勾配の小さい波が作用する場合には、底質は向岸方向に移動し、その結果、汀線が前進して、堆積型海浜となる。また、底質粒径が小さく、波形勾配の大きい波が作用する場合には、底質は離岸方向に移動し、結局、汀線が後退して、侵食型海浜となる。

このように、底質の移動方向と海浜断面形状とは密接な関係を有しているが、この章では、岸沖漂砂が掃流形式で移動する場合の海浜断面の変形機構を解明するための第1段階として、中央粒径1mmの砂を用いて移動床実験を行い、粗い粒径の底質からなる模型海浜が、一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程での海浜断面形状の変形特性を明らかにすることを目的としている。

第2節 一様勾配海浜の波による変形過程に関する実験

移動床模型海浜が一様勾配から平衡勾配へと変形する過程での海浜断面の変形に関する研究は、前節で述べたように、従来より数多く行われてきている。しかしながら、底質の移動機構にもとづいて海浜断面形状の変形を論じた研究は数少なく、それらのほとんどは初期海浜勾配と平衡勾配との関係について論じたものである。移動床海浜は、波の作用によって海底形状が変化するという重要な特性を有しており、海浜断面の変形を論じる場合には、海底形状と流体場との関係を考慮して底質の移動特性を検討する必要がある。

したがって、本実験では、前節の検討結果も考慮し、次のことに留意した。すなわち、①粗い砂粒子を用いて、掃流漂砂が卓越する条件を可能な限り設定すること、②初期変形過程における海浜断面の変形機構を明らかにするために、短い時間間隔で海浜断面形状を測定すること、③海浜断面形状の測定の精度を高めるために、測線を三つにすることなどの点である。このような設定条件のもとで移動床模型実験を行い、海浜が掃流漂砂により一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程での海浜断面形状の変形特性を調べた。さらに、変形途中における海浜断面形状と波高分布との関係を検討することにより、海浜過程における海浜断面形状と波高分布の変動特性についても検討する。

(1) 実験装置および実験方法

実験は京都大学土木工学教室にある長さ30m, 幅50cm, 深さ75cmの片面ガラス張り水槽を用いて行った。実験を始めるにおいて, 水槽内に $1/10$ および $1/20$ の一様勾配斜面を設置し, その上に 15cm 程度の厚さで砂を敷き, 初期海浜勾配がそれぞれ $1/10$ および $1/20$ となるように慎重に整形することにより移動床模型海浜を成型した。

波高の測定は容量式波高計と 16ミリカメラ 2 台とを用いて行った。沖波波高は一様水深部に設置した容量式波高計により求め, 海浜断面の変形が顕著となる領域の波高はガラス製側壁における水位変動をフィルムから読取った。

底面形状の測定は 16ミリカメラと砂面計 (Electronic Profile Indicator Type-3, 正豊工学実験装置製作所) とを用いて行った。波が作用するにつれて変形していくガラス側壁における底面形状を 16ミリカメラによって読取るとともに, 海浜断面の変形が顕著となる時刻では, 水路中央とその両側 12.5cm の 3 測線における断面形状を砂面計を用いて測定した。砂面計による出力はデータレコーダで記録し, A-D変換することにより, 京都大学大型計算機センターのコンピュータを用いて処理した。

図2.2.1 は本実験で用いた砂面計の概略図である。構造は, ステンレスパイプ製のプローブ, それを支持するプローブホルダーおよび電気制御箱からなっている。測定原理は, 水底面とプローブ先端との間の電気抵抗が底面付近では底面と水中のプローブ先端との距離によって変化するという特性を利用したものであり, 本装置に内蔵されたサーボシステムによって, あらかじめ設定された電気抵抗特性が常に保たれるようにプローブが上下に移動する。その上下移動量をポテンションメーターにより電圧に変換することにより, 水底面の凹凸を測定することができる。また, プローブの最大垂直移動速度は 40 cm/sec, 砂面計の精度は ± 0.2 mm となっている。

しかしながら, いろいろな台車速度で砂面計の検定実験を行ったところ, 水温や底面形状の変化率によってセンサーの応答性は変化することがわかった。海浜断面形状の変形が比較的大きくなる本実験の場合, 台車速度は 5 cm/sec 以下が適当であり, 4 cm/secとした。この条件のもとでの砂面計の精度を図2.2.2 に示す。横軸はポイントゲージを用いて測定した海底断面の岸沖方向の変化率であり, 縦軸は砂面計による変化率を示している。この図より, $|\Delta z / \Delta x| \geq 0.6$ の範囲になると砂面計の応答性は悪くなることがわかる。

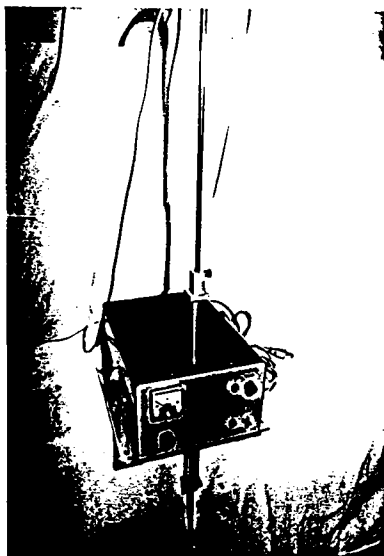


図 2. 2. 1 砂面計

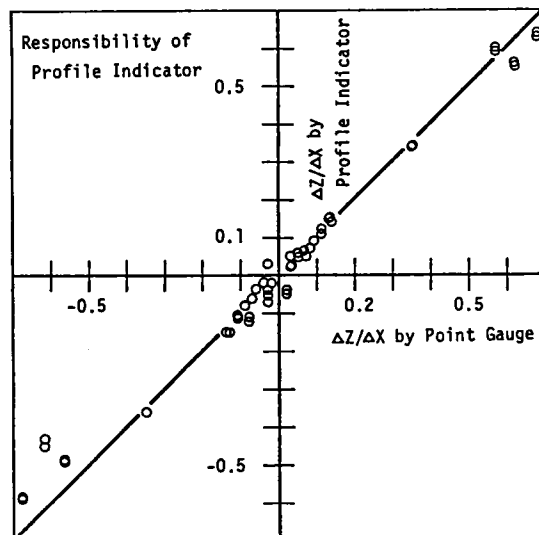


図 2. 2. 2 砂面計の応答性

実験は一様水深部の水深を 40cm とし、造波後の各時刻における底面形状と波高を測定した。なお、砂面計による海浜断面形状の測定を行う場合には、造波停止直前の波高を測定した。実験条件は 表 2. 2. 1 に示すようであり、作用させた波はいずれの初期海浜勾配の場合でも沖波波形勾配が 0.005，0.03 および 0.05 程度の 3 種類である。砂面計による断面形状の測定は、造波初期では時間間隔を短くして行い、造波後 1 時間経過した後は 1 時間ごとに実施し、海浜断面がほとんど変化しないと思われるまで続けた。

表 2. 2. 1 移動床模型実験における実験条件

Run No.	Wave Height H_o (cm)	Wave Period T (sec)	Depth (uniform) h_o (cm)	Wave Steepness H_o/L_o	Sand Diameter d_{50} (mm)	Initial Beach Slope
1	3.28	1.85	40.0	0.006	1.0	1/10
2	7.22	1.30	40.0	0.027	1.0	1/10
3	12.87	1.12	40.0	0.066	1.0	1/10
4	2.98	1.90	40.0	0.005	1.0	1/20
5	7.66	1.32	40.0	0.028	1.0	1/20
6	10.40	1.12	40.0	0.053	1.0	1/20

砂面計による底面形状の測定は次のようにして行った。水槽上端にあるレール上に台車を設置し、その台車がモーターによって水槽縦断方向に一定速度で走行できるようにした。この台車上に砂面計を取りつけ、一定速度（4 cm/sec）で測線上を走行させ、各測線における底面形状を測定した。台車が一定速度で走行しているかどうかをチェックするために、片側のレールに沿って一定間隔に端子を設置した。台車が端子を通過するごとに、回路が閉じて電流が流れるようになっている。この端子の設置間隔は初期海浜勾配が 1/10 の場合には 5 cm、初期海浜勾配が 1/20 の場合は 3 cm である。

次に実験の手順について述べる。模型海浜の初期勾配を入念に整形後注水し、一様水深部の水深を 40 cm として造波を開始する。造波後の各時刻における波高および底面形状の 16 ミリカメラによる測定は造波停止直前に行い、造波停止後波高計のキャリブレーションを行う。砂面計による底面形状の測定をする場合、底面上の水深が少なくとも 5 cm 必要であるから、砂面の最高点における水深が 5 cm となるまで注水する。各測線について、砂面計による測定と砂面計のキャリブレーションを行った。底面形状の測定が終了すると、水抜きをして一様水深部の水深を 40 cm とした後、造波を開始する。このような操作を海浜が平衡勾配に達したと思われるまで続けた。実験手順の概略を図 2.2.3 に示した。

(2) 解析方法

波高は、16 ミリフィルムカメラによる撮影ではフィルムモーションアナライザーを用いて解析し、容量式波高計による測定では A-D 変換した後、計算機によって解析した。フィルムによる解析では岸沖方向 5 cm ごとに測定断面を設定し、各断面を通過する連続 7 波の最高水位と最低水位を読取ることにより波高を求めた。また、波の 1 周期間における水位変動のデータは、特定の 1 波の水位変動を波の周期を 12 等分した時間間隔で読取ることによって求め、最も

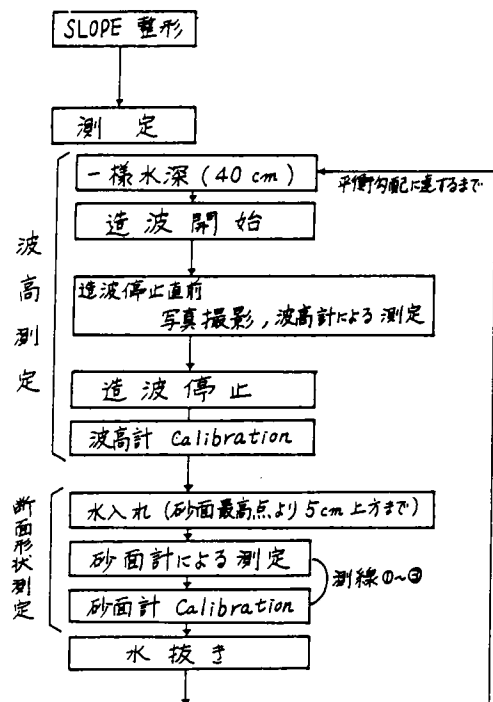


図 2.2.3 実験手順の概略

沖側の測定断面において採用した波が順次各測定断面を通過する場合の水位変動を記録したものである。

砂面計による底面形状は、砂面計の出力を岸沖方向 1 cm ごとに A-D 変換し、各横断面における 3 測線での値の平均値をその断面の海浜高さとして求めた。また、岸沖方向漂砂量は式 (2.1.8) で表現される漂砂量と海底断面との間の連続式から求めた。計算にあたっては、 Δz を連続する測定時刻での底面変化量、 Δt をその時間間隔、 Δx を 1 cm、 $(-\Delta z / \Delta t)_{i=1}$ を沖側における砂の移動限界水深での値とした。

(3) 実験結果および考察

(a) 沿岸砂州の発生限界

図2.2.4 は沿岸砂州の発生限界に関する従来研究成果の図に本実験のデータをプロットしたものであり、図中の記号 \bullet は初期海浜勾配が 1/10 の結果を、記号 \circ は 1/20 の結果をそれぞれ示している。作用させた波は、いずれの初期海浜勾配の場合でも、沖波波形勾配が 0.006, 0.03 および 0.06 程度の 3 種類である。中央粒径 1 mm の砂を用いて行った本実験における平衡勾配は、沖波波形勾配が 0.03 以下では step 型海浜となり、 $H_o/L_o = 0.06$ 程度の波が作用する場合には、砕波による plunging point 付近に砂が堆積し、その場所の岸側と沖側とが侵食される断面形状となった。この断面に見られる堆積部分は沿岸砂州ではないが、粒径が粗い海浜の平衡勾配を step 型と沖側の場所に砂の堆積部分を有する海浜とに分類する限界として図2.2.4 の関係を用いることができると思われる。しかしながら、底質の移動方向については問題があり、本実験の場合には、初期変形段階を除くと、いずれの時刻においても砂は岸方向に移動する結果となるにもかかわらず、bar 型海浜として分類される場合がある。

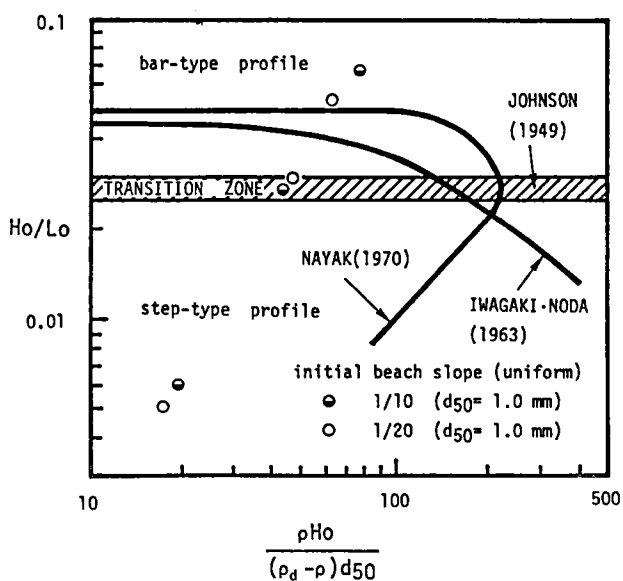


図 2.2.4 沿岸砂州の発生限界

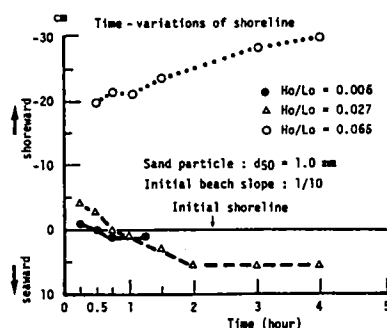
(b) 汀線の時間変化

図2.2.5は汀線の時間変化を示したものである。図2.2.5 (a)より、次のような傾向が見出される。初期海浜勾配が $1/10$ の場合、造波直後の汀線は、沖波波形勾配によらず後退する傾向がある。さらに波が作用すると、 H_o/L_o が 0.027 よりも小さい波の場合には汀線は前進し、 H_o/L_o が 0.056 の場合には後退する。とくに、沖波波形勾配の大きい波が作用する場合の汀線は、造波後30分以内に急速に後退し、その後漸次後退しながら平衡状態へと近づいていく。

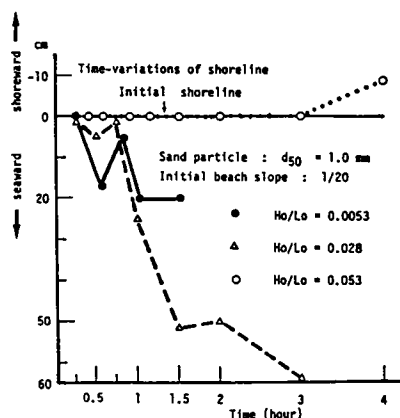
図2.2.5 (b)より、初期海浜勾配が $1/20$ の場合の汀線変化は、沖波波形勾配によって異なる傾向を示すことがわかる。すなわち、 H_o/L_o が 0.028 よりも小さい波が作用するときの汀線は、造波直後から前進し始め、造波後45分には少し後退するが、その後は急激に前進する傾向を示す。 $H_o/L_o = 0.053$ の波が作用する場合、漂砂移動の顕著な領域における海浜断面はかなり変化しているにもかかわらず、汀線が後退しはじめるのは、造波後3時間経過してからである。

汀線の時間変化におよぼす初期海浜勾配の影響は次のようである。 H_o/L_o が 0.03 よりも小さい波が作用する場合の時間変化からわかるように、海浜勾配が急な場合、平衡勾配における汀線は前進傾向を示す場合でも、造波後の初期変形段階で汀線が後退する場合もある。また、沖波波形勾配の大きい波が作用する場合の汀線の後退速度は海浜勾配が急なほど大きい。

汀線の前進・後退は、前浜地形の変動と関係し、底質特性、波の性質および碎波帯内の底質の移動方向が重要な要素になるが、尾崎ら⁸⁾は初期勾配 $\tan \beta$ の海浜に対する汀線の前進・後退の限界を式(2.1.5)で表現した。なお、同式における $\tan \beta$ の値は、室内実験の場合には底質移動限界地点と



(a) $1/10$ 初期海浜勾配



(b) $1/20$ 初期海浜勾配

図2.2.5 汀線の時間変化

汀線の間の勾配を用い、現地海浜では水深 20m の地点と汀線の間の平均勾配を使用している。

服部・川又¹⁶⁾ は、 $\tan \beta$ として碎波点と汀線間の平均勾配を採用し、底質粒子の無次元沈降速度および沖波波形勾配を用いて、汀線の前進・後退を次式のように表している。

$$\frac{(H_o / L_o) \tan \beta}{w_o / (g T)} \begin{matrix} > \\ = \\ < \end{matrix} \begin{matrix} \text{侵食型海浜} \\ \text{平衡海浜} \\ \text{堆積型海浜} \end{matrix} \quad (2.3.1)$$

ここに、 w_o ：底質粒子の沈降速度、 T ：波の周期、 C ：実験または現地観測の結果より決定される定数である。

式 (2.1.5) および式 (2.3.1) にもとづいて汀線が後退する条件を考えると、波の性質および底質特性が一定の場合には、海底勾配が大きいほど汀線は侵食され、また、底質特性および海浜勾配が一定の場合には、沖波波形勾配が大きいほど汀線は侵食されることが予想される。

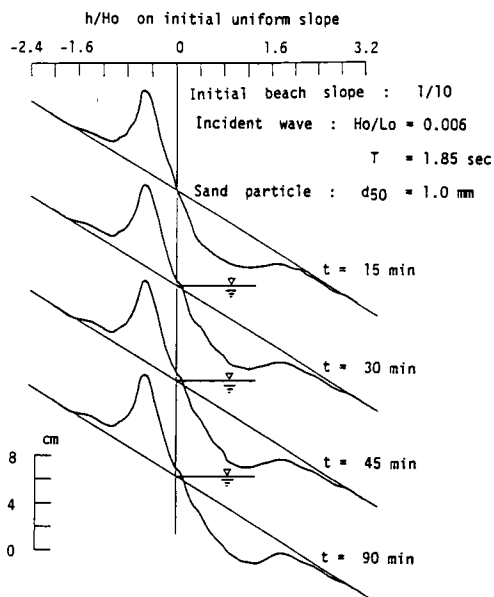
底質粒径を変化させず、初期海浜勾配と沖波波形勾配とを変化させて行った本実験における汀線の前進・後退傾向を要約すると、次のようになる。すなわち、小さい波形勾配の波が作用する場合には、汀線の前進する割合は 1/10 初期海浜勾配の方が小さく、大きい波形勾配の波が作用する場合には、初期海浜勾配 1/10 の方が汀線の後退する割合は大きく、また、いずれの初期海浜勾配の場合でも、沖波波形勾配が大きいほど汀線は侵食されるという結果となり、前述の予想結果と同じになる。

このように、粒径が粗い海浜の平衡勾配における汀線の前進・後退傾向は、沖波の条件、底質特性および海浜勾配を用いて表現した式 (2.1.5) または式 (2.3.1) によって予想することが可能である。しかしながら、海浜断面が一樣勾配から平衡勾配へと変形していく過程での汀線の変動傾向は、式 (2.1.5) または式 (2.3.1) による予想結果とは異なり、初期海浜上に形成される堆積部分の移動特性に関係する場合と、汀線付近のみの底質移動に関係する場合とが考えられる。さらに、第 1 節で検討したように、初期勾配から最初の 1 時間の砂移動は海浜変形に大きな影響を与えることなどを考慮すると、底質の移動機構にもとづいて汀線付近の地形変化を検討するためには、変形初期段階における底質の移動特性を明らかにする必要があると思われる。

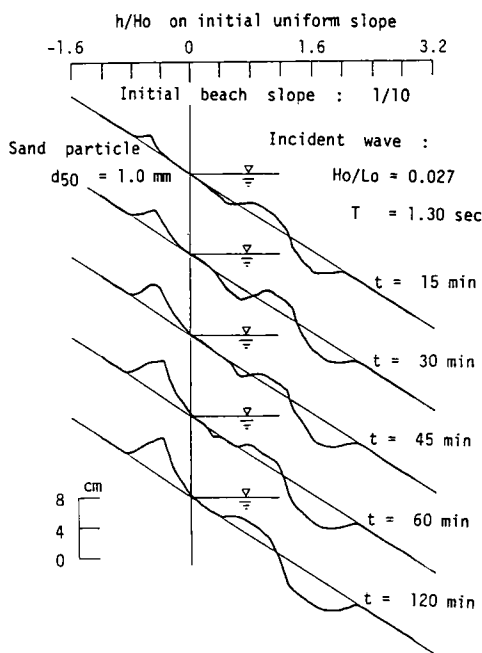
(c) 海浜断面形状の時間変化

中央粒径 1 mm の砂を用いて行った本実験のいずれの場合でも, plunging 型碎波による波の突込み点付近を除くと, 底質は掃流状態で移動し, 碎波による plunging point 付近では, 水塊の落下時に底質が浮遊するものの, 短時間のうちに底面上に落ちるといふ砂の運動状態を呈していた。また, 沖浜領域における砂れんの形成は見られなかった。

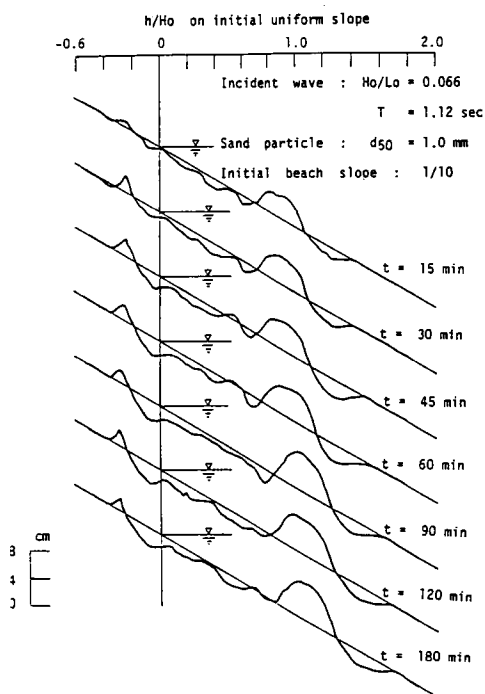
図2.2.6 および図2.2.7 は一様勾配から平衡勾配へと変形していく海浜断面形状の時間変化を示したものであり, そのうち図2.2.6 (a), (b)及び(c)は初期海浜勾配が $1/10$ の場合の結果を, また図2.2.



(a) $H_0/L_0 = 0.006$



(b) $H_0/L_0 = 0.027$



(c) $H_0/L_0 = 0.066$

図 2.2.6 海浜断面形状の時間変化 (初期海浜勾配: $1/10$)

7 (a), (b)および(c)は $1/20$ 初期海浜勾配の結果を沖波波形勾配別にそれぞれ示したものである。図中、座標の横軸 h/H_0 は一様勾配海浜上の各場所における静水深 h と造波直後の一様水深における波高 H_0 との比を示し、海浜断面形状は砂面計を用いて計測した3測線での値を平均したものである。

これらの断面変形過程において特徴的であると思われることは、次の3点である。①掃流形式の底質移動が卓越する場合の沖浜領域は、砂がすべて岸方向に運ばれる結果、侵食される場所となる。②沖波波形勾配および初期海浜勾配に関係なく、造波後の初期変形過程で $h/H_0 = 1.0 \sim 1.4$ の場所に砂が堆積する。そして、断面形状が平衡勾配へと変形していく過程におけるこの堆積部分の変形特性は、初期海浜勾配と沖波波形勾配とによって異なる。③前浜地形の変形は、一般には碎波帯における砂の移動特性と関係するが、波の条件と底質条件とに応じて、汀線付近の底質移動のみによって生じる場合もある。以下、これらの3点について述べる。

まず、第1の点は図に示した結果から明らかであり、いずれの初期海浜勾配でも同様の傾向を示している。

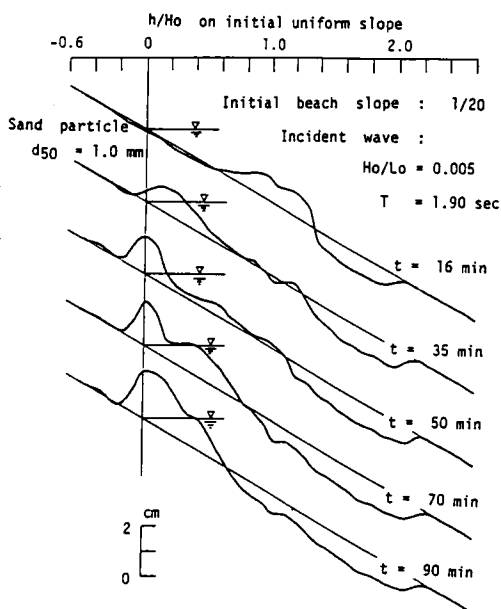
次に、第2点について述べる。海浜断面の変形過程における底質の移動状態を観察すると、造波後の初期変形段階において、 $h/H_0 = 1.0 \sim 1.4$ の場所を中心として岸側の砂は沖向きに、沖側の砂は岸向きにそれぞれ移動する結果、この場所に砂の堆積部分が形成されるのが見られる。このことは図2.2.6 (b)～図2.2.7 (c)によっても知ることができるが、図2.2.6 (a)の場合は、断面の測定間隔が長いために、明らかではない。また、堆積場所は、初期海浜勾配には関係しないが、沖波波形勾配によって異なる傾向を示し、 H_0/L_0 が $0.005 \sim 0.006$ の場合には h/H_0 がほぼ 1.4 の場所となり、沖波波形勾配が大きくなるにつれて $h/H_0 = 1.0$ の場所へと変化する。

海浜過程におけるこの堆積部分の変形特性は、沖波波形勾配によって著しく異なるとともに、海浜勾配にも関係する。 $H_0/L_0 = 0.006$ 程度の波が作用する場合、波の作用につれて堆積部分の砂は岸方向に運ばれ、いずれの初期海浜勾配でも平衡勾配に至る過程で堆積部分が消滅する。しかしながら、堆積部分の変形速度は初期海浜勾配によって異なり、造波初期の断面形状を比較すると、初期海浜勾配が $1/10$ の場合は造波後15分でこの堆積部分はすでに消滅しているが、 $1/20$ の場合は波作用後16分でも堆積部分が存在しており、初期海浜勾配の急な場合の方が堆積部分の変形速度は速いといえる。

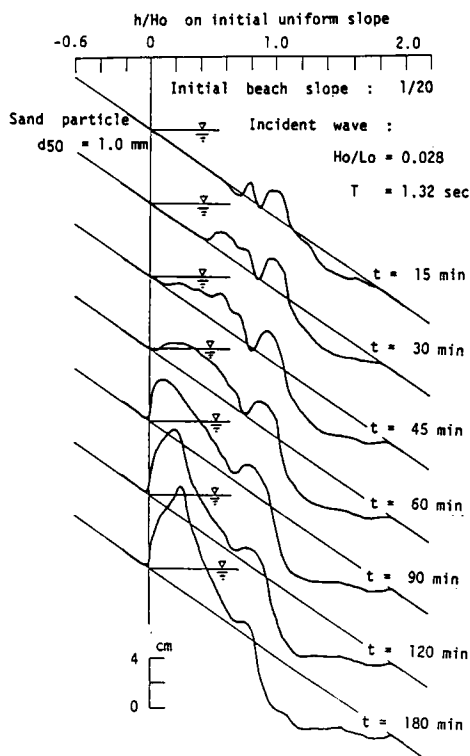
また、 $H_0/L_0 = 0.03$ 程度の波が作用する場合、いずれの初期海浜勾配でも堆積部分は造波後1時間までは存在し、その後波が作用するにつれて堆積部

分の砂は岸方向に運ばれる。海浜断面の平衡勾配は、初期海浜勾配によって異なり、 $1/10$ 初期海浜勾配の場合には初期変形過程で形成される堆積部分が残っており、 $1/20$ の初期海浜勾配の場合には堆積部分が縮小して、step が形成される。

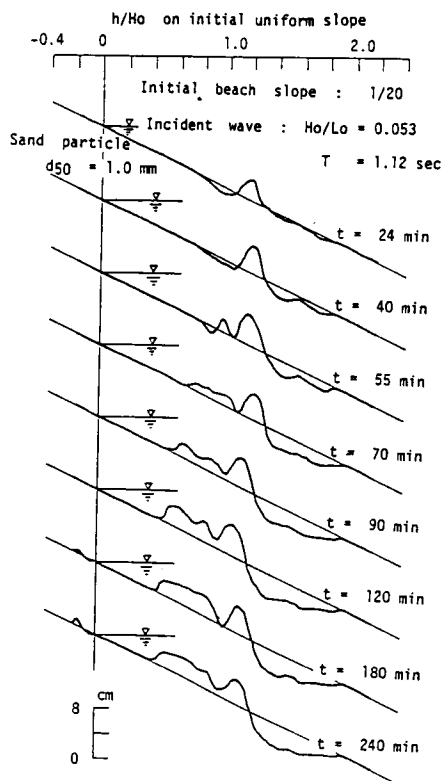
$H_o/L_o = 0.06$ 程度の波が作用する場合、いずれの初期海浜勾配でも、初期変形過程で形成される堆積部分は平衡勾配においても存在する。しかしながら、堆積部分の岸側の地形は、初期海浜勾配によって異なり、 $1/10$ 初期海浜勾配の場合はいつでも侵食傾向にあり、侵食される割合は平衡勾配に近づくにつれて減少する。他方、 $1/20$ 初期海浜勾配の場合、堆積部分の岸側は波作用後40分までは侵食傾向であるが、55分以後では逆に



(a) $H_o/L_o = 0.005$



(b) $H_o/L_o = 0.028$



(c) $H_o/L_o = 0.053$

図 2.2.7 海浜断面形状の時間変化 (初期海浜勾配: $1/20$)

堆積傾向を示している。

前浜地形の変形特性は次のようである。すなわち、 $H_o/L_o = 0.006$ 程度の波が作用する場合、造波初期の海浜断面を除くと、いずれの海浜断面においても底質の移動方向は岸向きであり、その結果、平衡勾配は堆積型海浜となる。しかしながら、平衡勾配に達するまでの汀線の前進する割合は初期海浜勾配によって異なり、 $1/10$ 初期海浜勾配の場合は初期汀線よりも岸側の場所に砂が堆積し、汀線の前進する割合は非常に小さい。一方、 $1/20$ 初期海浜勾配の場合は初期汀線付近に砂が堆積し、汀線はかなり前進する。また、 $H_o/L_o = 0.03$ 程度の波が作用する場合も汀線の前進する割合は、波形勾配の小さい波が作用する場合と同様の傾向を示す。このように、沖波波形勾配 0.03 程度までの波が作用する場合には、初期海浜勾配に関係なく、汀線の前進傾向は同じである。

しかしながら、 $H_o/L_o = 0.06$ 程度の波が作用する場合の前浜地形は、初期海浜勾配によって著しく異なる変動傾向を呈する。初期海浜勾配が $1/10$ の場合、汀線は造波直後から侵食され、平衡勾配に至るまでに汀線がかなり後退する。他方、初期海浜勾配が $1/20$ の場合、 $h/H_o = 0.1 \sim 0.4$ の場所の地形は造波初期から平衡勾配に至るまでほとんど変化しないが、汀線付近の地形は造波後 3 時間経過してから変形している。この汀線付近の地形変化は汀線付近の漂砂移動によってのみ生じたものと考えられ、砂の粒径が大きく、海浜勾配が緩な場合の前浜地形の変化は、碎波帯内の漂砂移動に関係せず、汀線付近の漂砂移動によってのみ生じる場合があることを示すものである。なお、いずれの初期海浜勾配の場合でも、漂砂が浮遊することなく移動する場合には、汀線より岸側に砂が堆積する場所が現われる。

以上のように、中央粒径 1 mm の移動床模型海浜が一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程での断面形状は、初期海浜勾配および沖波波形勾配によって異なる。しかしながら、波作用後の初期変形段階における海浜断面は、初期海浜勾配および沖波波形勾配に関係なく、 $h/H_o = 1.0 \sim 1.4$ の場所に砂が堆積し、その場所の岸側と沖側が侵食される形状となる。造波初期における海浜断面のこのような変形過程より、粗い粒径の海浜が一様勾配から変形し始める場合、波作用後の初期海浜断面では、海浜勾配および波の性質に関係なく同様の流体場特性が形成され则认为られる。そして漂砂の移動機構にもとづいて海浜の変形を論じる場合には、変形初期段階の海浜に形成される砂の堆積部分の変形機構を明らかにする必要があることを意味している。

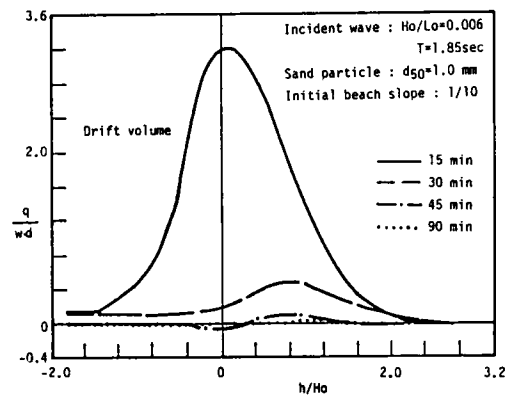
(d) 漂砂量分布の時間変化

図2.2.8および図2.2.9は漂砂量分布の時間変化を示したもので、漂砂の連続式(2.1.8)から計算される岸沖漂砂量(沈降速度と粒径の積で無次元化してある)を初期一様勾配海浜における水深沖波波高比に対してプロットしたものである。図2.2.8は初期一様勾配が1/10の場合の結果を、図2.2.9は1/20の場合の結果を沖波波形勾配別にそれぞれ示している。

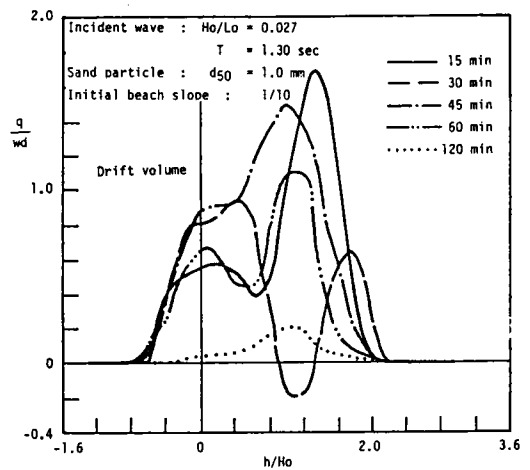
これらの図より、漂砂の移動方向は、変形の初期段階では岸向きと沖向きとが混在するが、断面の変形がある程度進行すると、いずれの場合も岸向きとなり、海浜断面形状の時間変化について検討したと同様な漂砂の移動状態を読み取ることができる。しかしながら、漂砂の移動量は初期海浜勾配および沖波波形勾配によって異なり、次のような傾向が見出される。

①沖波波形勾配の影響 海浜断面の初期変形段階を除くと、一般に岸向きの漂砂移動が卓越するが、図2.2.8(c)からわかるように、海浜勾配が急で、かつ沖波波形勾配が大きい場合は、沖向きの漂砂移動が卓越するようになる。

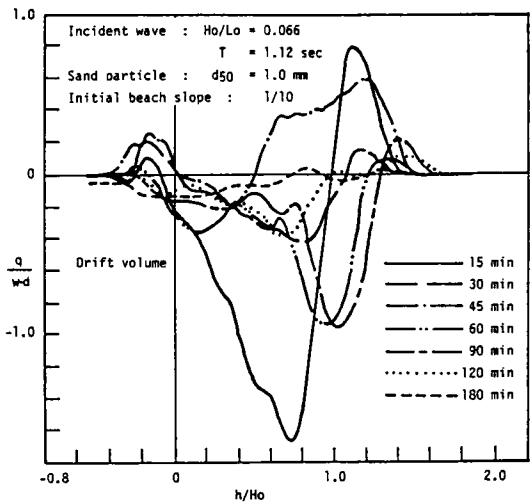
②初期海浜勾配の影響 砂の岸向き移動量は、沖波波形勾配が非常に小さい場合と0.03程度よりも大きい場合とでは異なる変動傾向を示し、小さい H_o/L_o の波が作用する場合には海浜勾配が急なほど大きくなるが、 H_o/L_o が0.03程度よりも大きくなると、緩勾配の方が大きくなる。



(a) $H_o/L_o = 0.006$

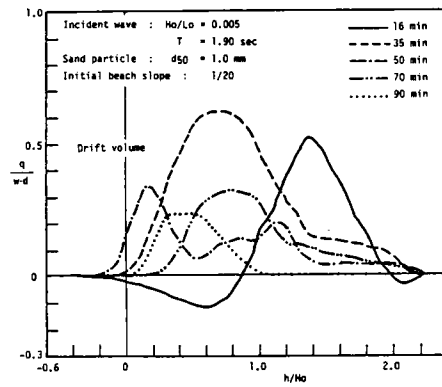


(b) $H_o/L_o = 0.027$

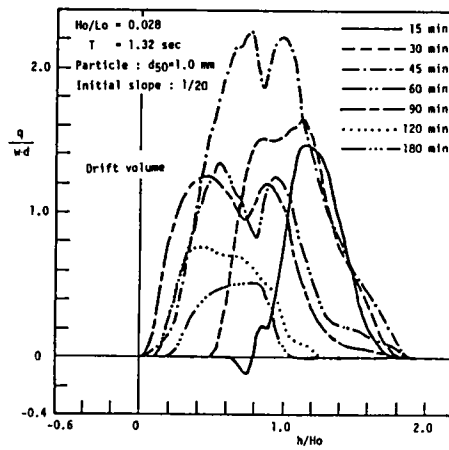


(c) $H_o/L_o = 0.066$

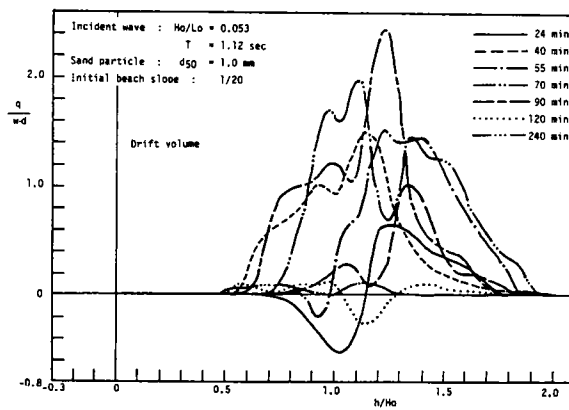
図2.2.8 漂砂量分布の時間変化
(初期海浜勾配: 1/10)



(a) $H_0/L_0 = 0.005$



(b) $H_0/L_0 = 0.028$

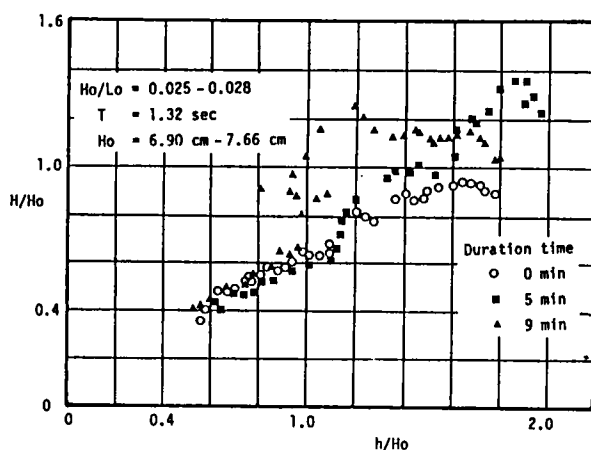


(c) $H_0/L_0 = 0.053$

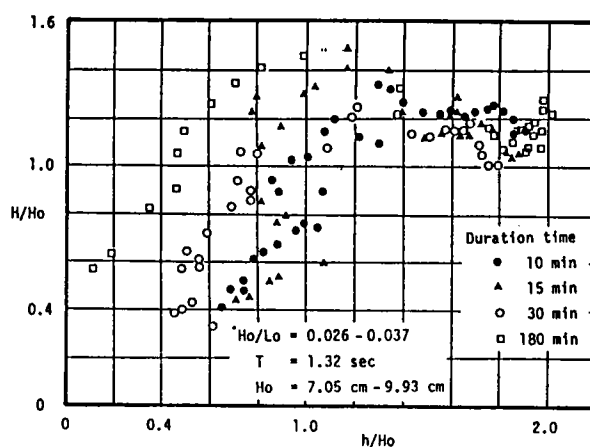
図 2.2.9 漂砂量分布の時間変化
 (初期海浜勾配 : $1/20$)

(e) 波高分布の時間変化

図2.2.10は、Run No 5 の場合を例として、波高の無次元量を水深沖波波高比 h/H_0 に対してプロットしたもので、海浜断面の変形過程における波高分布の変動特性を検討するためのものである。図中の沖波波高、波高および静水深はすべて各時刻における値を用いている。この図より、①波高が最大となる場所の h/H_0 は平衡勾配に近づくにつれて小さい値となること、②海浜断面が一樣勾配および平衡勾配に近い場合には、波高分布は滑らかで一樣勾配斜面上における場合と類似の傾向を示すこと、③海浜断面が顕著に変形する場合には、波高は碎波直後において不連続的に減少し、その後は一樣に減衰するという変形特性を示すことなどが読み取れる。



(a) 波作用後9分以内



(b) 造波後10分より平衡勾配となる時間まで

図2.2.10 波高分布の時間変化（初期勾配1/20の海浜に $H_0/L_0=0.028$ の波が作用した場合）

第3節 結 語

本章では、海浜が一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程での、漂砂の移動方向および海浜断面形状の変形特性を、平衡勾配の概念にもとづいて検討した。その結果をとりまとめると以下のようである。

第1節では、平衡勾配の概念に基づく海浜断面形状の分類および漂砂の移動方向に関する従来の研究について述べるとともに、2次元海浜変形に関するこれまでの実験データを用いることによって、砂の移動量分布が検討できることを示した。そして、海浜が一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程において、岸向きの漂砂移動が卓越する場合には汀線が前進して、step 型海浜が形成され、また冲向きの漂砂移動が卓越する場合には汀線が後退して、bar 型海浜が形成されると従来から言われている傾向は、漂砂の連続式にもとづいて算定される漂砂量分布によって説明できることを示した。この手法は第2節での実験結果の解析法の基礎となっている。また、実験開始後最初の1時間の砂移動が、海浜の平衡勾配をほぼ決定するほど大きな影響を与えることを、砂移動量分布の時間変化特性にもとづいて明らかにした。したがって、次節での海浜変形過程の実験では、最初の1時間は15分間隔のように、もっと短い間隔で断面形状を測定すべきであることがわかった。

第2節では、粗い粒径の砂を用いて2次元移動床実験を行い、岸沖漂砂が掃流状態で移動する場合の海浜断面の変形特性を詳細に調べた。その結果、(1)岸向きの漂砂移動が卓越する場合でも、沿岸砂州の発生限界に関する従来の結果によると、bar 型海浜として分類される場合があること、(2)一様勾配断面の海浜からの汀線の前進・後退傾向は、従来より提案されている関係式にもとづいて予想することができるが、海浜断面の変形過程では逆の傾向を示す場合があること、(3)沖波波形勾配および初期海浜勾配に関係なく、いつでも造波初期の変形過程で $h/H_0=1.0 \sim 1.4$ の場所に砂が堆積するが、この堆積部分のその後の変形特性は沖波波形勾配と初期海浜勾配とによって異なること、(4)漂砂の移動方向は、変形の初期段階では岸向きと冲向きとが混在するが、断面の変形がある程度進行すると、いずれの場合も岸向きとなること、(5)漂砂の移動量は初期海浜勾配および波高により異なること、(6)海浜断面が顕著に変形する場合には、碎波直後の地点で波高が急激に減少すること、などが明らかにされた。

参 考 文 献

- 1) Johnson, J.W. : Scale effects in hydraulic model involving wave motion, Trans. Am. Geophys. Union, Vol.30, pp.517-525, 1949.
- 2) Iwagaki, Y. and H. Noda : Laboratory study of scale effects in two dimensional beach processes, Proc. 8th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.194-210, 1962.
- 3) Nayak, I.V. : Equilibrium profiles of model beaches, Proc. 12th Conf. on Coastal Eng., pp.1321-1340, 1970.
- 4) 堀川清司・砂村継夫・鬼頭平三 : 波による海浜変形に関する一考察, 第20回海岸工学講演会論文集, pp.357-363, 1973.
- 5) Rector, R.L. : Laboratory study of equilibrium profiles of beaches, B.E.B. Tech. Memo., No.41, 38p., 1954.
- 6) Dean, R.G. : Heuristic models of sand transport in the surf zone, Conf. on Eng. Dynamics in the Surf Zone, pp.208-214, 1973.
- 7) 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右 : 波による二次元海浜変形に関する実験的研究, 第21回海岸工学講演会論文集, pp.193-199, 1974.
- 8) 尾崎晃・曳田信一 : 波による二次元汀線変化の相似に関する実験的研究 (続), 第24回海岸工学講演会論文集, pp.167-169, 1977.
- 9) 榎木亨・出口一郎・岡田学 : 二次元海浜の碎波帯における漂砂移動について, 第26回海岸工学講演会論文集, pp.167-171, 1979.
- 10) Watts, G.M. : Laboratory study of effect of varying wave periods on beach profiles, B.E.B. Tech. Memo., No53, 19p., 1954.
- 11) 岩垣雄一, 榎木亨 : 海浜の平衡勾配と碎波による砂移動に関する実験, 第2回海岸工学講演会講演集, pp.99-105, 1955.
- 12) Eagleson, P.S., R.G.Dean, and L.A.Peralta : The Mechanics of the Motion of Discrete Spherical Bottom Sediment Particles due to Shoaling Waves, M.I.T. Hyd. Laboratory. Report No.26, 1957.
- 13) Raman, H. and J.J. Earattupuzha : Equilibrium conditions in beach wave interaction, Proc. 13th Conf. on Coastal Eng., pp.1237-1256, 1972.
- 14) 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右・岡田滋 : 波による二次元汀線変化に関する一考察, 第22回海岸工学講演会論文集, pp.329-334, 1975.
- 15) 岩垣雄一 : 海岸侵食論, 1966年度水工学に関する夏期研修会講義集, Bコー

ス，土木学会水理委員会，pp.17-1～17-17，1966.

- 16) 服部昌太郎・川又良一：碎波帯内の海浜変形過程，第25回海岸工学講演会論文集，pp.218-222，1978.

第3章 固定斜面上における波動場の特性に関する研究

第1節 概 説

漂砂の移動機構を説明するには、海浜上の流体場における水理量の場所的变化のみでなく、その時間的变化をも知らねばならない。とくに、砂礫の掃流移動を論じるためには、波の伝播に伴う海底付近の水粒子速度および底面摩擦力の場所的・時間的変動特性を明らかにする必要がある。

一般に、波動場の水粒子速度は、流体が非回転運動すると仮定することによって導かれるポテンシャル理論にもとづいて計算されるが、底面摩擦力の算定方法には次の二つがある。一つは底面における水粒子速度を2乗した値に底面での摩擦係数を乗じて算定する方法であり、他の一つは底面における速度勾配に流体の粘性係数あるいは乱れの場合での渦動粘性係数を乗じて算定する、という流体摩擦に関する Newton 則にもとづく方法である。

前者による方法は計算が比較的容易であるが、底面流速と摩擦応力との位相関係が考慮されていないので、底質移動を論じる場合には注意が必要となる。なお、摩擦係数は Jonsson (1963, 1966)^{1), 2)} および Riedel, Kamphuis と Brebner (1972)³⁾ によって求められた値がよく用いられる。Jonsson (1966)²⁾ は振動流水槽を用いて行った人工粗度上の流速分布の測定結果 (Jonsson, 1963¹⁾) や定常流境界層理論との類推にもとづいて、次式のように摩擦係数を表現した。

$$\frac{1}{4\sqrt{f_w}} + \log \frac{1}{4\sqrt{f_w}} = -0.08 + \log \frac{a_m}{k_e} \quad (3.1.1)$$

ここに、 a_m : 底面水粒子速度の最大振幅 ($= (H/2) \sinh^{-1} k h$, H : 波高, h : 水深, k : 波数), k_e : 相当粗度で砂連の波高の3倍の値である。

また、Riedelら (1972)³⁾ は振動流装置を用いて広範囲な流れの条件を作り、精巧な剪断力計によって滑面および砂面に作用する摩擦応力を直接測定した結果を、層流境界層理論にもとづいて検討し、次式のような関係式を求めた。

$$\left. \begin{aligned} f &= 2.08 \operatorname{Re}_T^{-1/2} \\ \operatorname{Re}_T &= U_{b\max}^2 T / \nu \end{aligned} \right\} \quad (3.1.2)$$

ここに、 $U_{b\max}$: 底面水粒子の最大速度, T : 波の周期, ν : 水の動粘性係数である。

他方、後者による方法は、海底摩擦の機構を根本的に解明するためのものであり、波動運動に伴って発達する境界層の解析を行うことが必要である。この場合、境界層内の流れの特性は、底面が流体力学的に滑らかであるか粗であるか、流れの状態が層流か乱流かによって異なるので、摩擦法則もそれぞれの条件にあったものを適用しなければならない。

底面が流体力学的に滑らかで、流れが層流状態の剪断応力は、底面における速度勾配に流体の粘性係数を乗じて求められる。このような場合の振動流境界層の解を最初に導いたのは Stokes (1851)⁴⁾ である。この解は静止流体中で半無限平板が単振動する場合のものであるが、十分に長い波長をもった進行波のもとで平滑な底面上の層流境界層に対しても、移動座標系を用いることにより Stokes の解がそのまま適用できることが Lamb (1932, p.622)⁵⁾ によって示されている。Longuet-Higgins (1953, 1958)^{6), 7)} は平面上の振動流境界層をさらに詳細に論じ、進行波から完全重複波にいたる条件のもとでの流速分布や質量輸送速度の式を導いた。そのうち、浅海における進行波の底面境界層の層流解は次のように求められる。U を境界層外縁の流速、u を境界層内の流速の水平方向成分、ν を水の動粘性係数、z を水底からの高さ、t を時間として表わされる基礎方程式

$$\partial u / \partial t = \partial U / \partial t + \nu \partial^2 u / \partial z^2 \quad (3.1.3)$$

から

$$u = u_0 \{ \cos(kx - \sigma t) - \exp(-\beta z) \cos(kx - \sigma t + \beta z) \} \quad (3.1.4)$$

の解が得られる。ここに、

$$\left. \begin{aligned} U &= u_0 \cos(kx - \sigma t) \\ \beta &= \sqrt{\sigma / 2\nu} \end{aligned} \right\} \quad (3.1.5)$$

である。式 (3.1.4) からわかるように、波動流であるために、定常流中に発達する境界層と異なる流体運動をする。すなわち、同式の右辺第2項は、z に関する減衰振動の形をしており、その振幅は $u_0 \exp(-\beta z)$ であり、底面からの距離とともに指数的に減少することを意味している。これは半無限の流体が無限の長さをもつ平板の振動によって起こる粘性流体の運動として解かれた Stokes の解であり、 $\sigma / \beta = \sqrt{2\sigma\nu}$ という伝播速度をもつ shear-wave とよばれるものである。理論的には $z \rightarrow \infty$ としなければ u は式 (3.1.5) の第1式の U と等し

くならないが、実際には shear-wave の1波長 $z = 2\pi/\beta$ をとれば $\exp(-2\pi) \approx 0.0019$ となり、 $u = U$ とみなすことができる。したがって $\delta_1 = 1/\beta$ は波による層流境界層厚さを規定する量となる。

境界層が乱流になると、境界層内の流速分布は層流境界層の場合と異なってくる。Kajiura (1964)⁸⁾ は、潮汐のように周期がきわめて長く境界層が水面にまで達するような完全に発達した振動流境界層を対象とし、1周期間の平均的な乱れの状態を考えて、次の運動量方程式を解析した。

$$\partial u / \partial t = \partial U / \partial t + \partial (\tau / \rho) / \partial z \quad (3.1.6)$$

ここに、 u : 境界層内の水粒子速度成分、 U : 境界層外縁の水粒子速度、 τ : 底面摩擦応力、 ρ : 水の密度である。とくに、乱れの場合における渦動粘性係数 ν_e は shear と底面境界層内の速度勾配とを関係づけるものであると仮定し、次のように表わされるとした。

$$\tau / \rho = \nu_e \cdot \partial u / \partial z \quad (3.1.7)$$

さらに、渦動粘性係数 ν_e が定常乱流に対すると同様に底面の摩擦速度の振幅および底面からの距離 z に比例するものとして、次のように表現して式 (3.1.6) の解を求めた。

$$\nu_e = \kappa |u_*| z \quad (3.1.8)$$

ここに、 κ はカルマン定数 (清水中では 0.4)、 u_* は底面の摩擦速度を表わす。

通常の波動場では、周期が極端に長くはないので、境界層厚は水深に比べてかなり薄いと思われる。Kajiura (1968)⁹⁾ はこのような条件に対しても同様の取り扱いをすることにより、摩擦係数について図3.1.1、図3.1.2 に示す結果を得た。ただし、よく用いられる摩擦係数 f のかわりに、 $\tau_o = \rho C U_m U$ で表現される複素摩擦係数 C を定義している。図3.1.1 と図3.1.2 の C は \hat{C} の振幅で、

$$\tau_{om} = \rho \hat{C} U_m^2, \quad \hat{C} = f / 2 \quad (3.1.9)$$

の関係にある。 θ は境界層外縁流速 U に対する底面摩擦応力 τ_o の位相の進みを表わし、底面が滑面か粗面かにより、それぞれ $R = R_o / \sqrt{2} = \sqrt{R_a}$,

または $U_m / \sigma z_0 = a_m / z_0$, すなわち水底での水粒子軌道振幅 a_m と粗度長さ z_0 。(Nikuradse の相当粗度 $k_s = 30 z_0$.) の関数となる。ここに,

$$R_\delta = U_m \delta_t / \nu, \quad R_a = U_m a_m / \nu \quad (3.1.10)$$

であり, 添字 m は最大値を意味する。

境界層内の流れによって流速分布や摩擦係数が異なることから, 対象となる流れの条件がいかなる状態に属するかを判定することが重要な問題となる。

Li (1954)¹⁰⁾, Manohar (1955)¹¹⁾, Kalkanis (1957)¹²⁾ らは, 静水中で単振動をする平板上に投入された染料の拡散状況にもとづいて, 層流と乱流の遷移限界を判定し, 粗滑の基準を定めた。それによると, 底面の粗滑の遷移領域は, 層流境界層厚の尺度 δ_t と相当粗度 k_s の比で,

$$4.0 < \delta_t / k_s < 6.5 \quad (3.1.11)$$

の範囲に相当し, また, 層流と乱流の遷移は

$$R_\delta = 570$$

$$\text{または } R_a = 1.6 \times 10^5 : \text{滑面} \quad (3.1.12)$$

$$\begin{aligned} R_k &= U_m k_s / \nu \\ &= R_a k_s / a_m = 100 : \text{粗面} \end{aligned} \quad (3.1.13)$$

で与えられている。

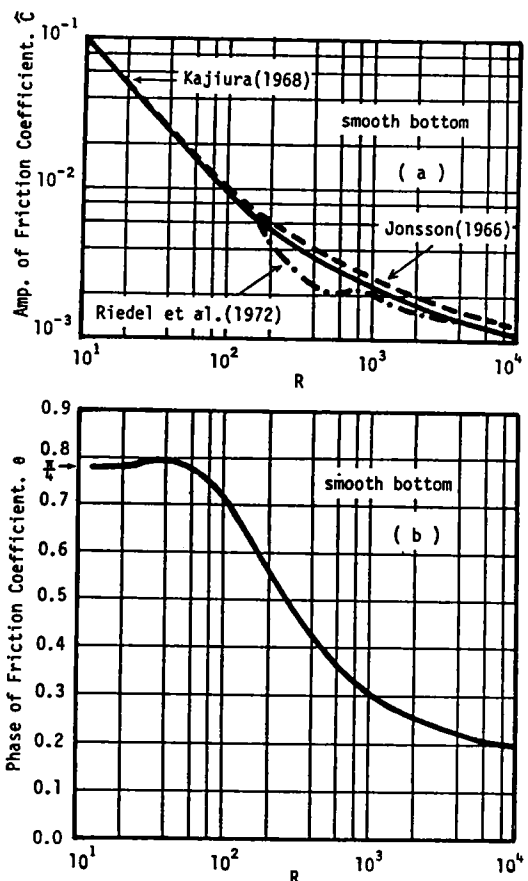


図3.1.1 Kajiura(1968)の摩擦係数 (滑面)

Collins (1963)¹³⁾ は進行波のもとでの底面近傍の質量輸送速度を測定し、その値が層流境界層に対して導かれた理論値からはずれる条件を乱流域への遷移と判定して、次式を得た。

$$R_b = 160$$

$$\text{または } R_a = 1.3 \times 10^4 : \text{滑面} \quad (3.1.14)$$

式 (3.1.12) と式 (3.1.14) を比較すると、両者の間には R_a の値が 1 オーダー異なっている。Sleath (1974)¹⁴⁾ によると、Collins の観察した質量輸送速度のずれは、乱流の始まりとしてではなく、水粒子運動の有限振幅性によっても説明できるとしていることから、Collins による遷移限界と他の場合の値との差の原因として波の有限振幅性による影響が考えられる。

波により水底面上に作用する摩擦力に関する研究は、波高減衰との関連において従来より数多く研究されており、層流境界層については、すでに水深が一様な場合が理論的・実験的に解明されている^{15)・16)}。また、乱流境界層の場合には、渦動粘性係数が時間的・空間的に変動することをいかに表現するかという渦動粘性係数の仮定に関する問題点や境界層厚さが非常に薄いことによる測定技術上の問題などのために、理論的にも実験的にも十分解明されていないのが現状である。

波動境界層に関する従来の諸理論は、主流の波形が対称である場合について解析されたものであり、波が伝播するにつれて海底の影響を受けて波形が非対称になってくることを考えれば、海浜に作用する底面摩擦力を評価するのに、上述の諸成果を用いるには限界があるように思われる。

ところで、非対称な波形を有する波を表現するのに、Reid¹⁷⁾ による線形フィルターを用いる方法と、Dean¹⁸⁾ によって提案された流れ関数表示による波の理論とがある。

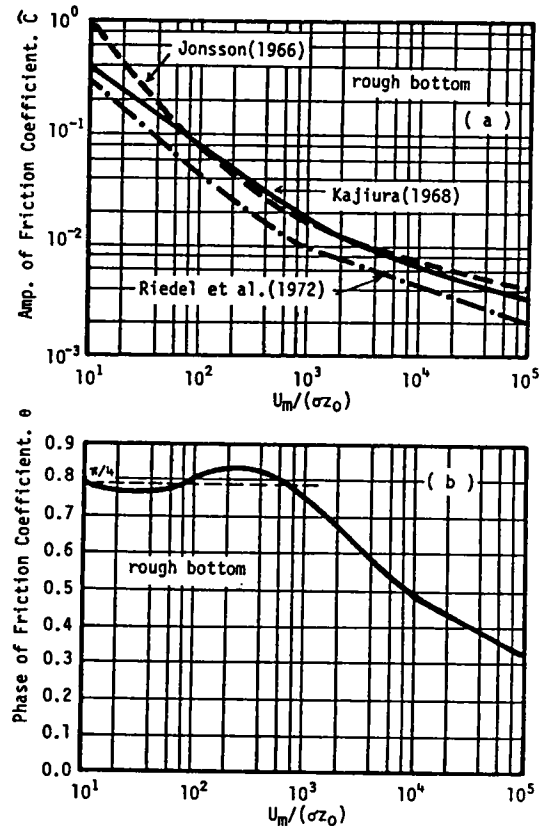


図 3.1.2 Kajiura (1968) の摩擦係数
(粗面乱流)

線形フィルターによる方法は、水面変動をフーリエ解析し、各周波数成分の波の振幅スペクトルを求めることにより、水粒子運動の速度および加速度を算定するものであり、微小振幅波理論にもとづいて計算される値を重ね合わせるものである。

また、流れ関数表示による方法は、流れ関数を波形の非対称性を考慮した形で級数展開表示し、その係数を境界条件を満足するように実測波形にもとづいて決定することにより、水粒子速度を算定するものである。

これら二つのうち、斜面上を伝播する波の水粒子速度を評価するのによく用いられるのは後者の理論である。岩垣・酒井¹⁹⁾ は、流れ関数表示による波の理論を用いると、斜面上を進行する周期波の砕波点における水平方向水粒子速度の実験値の変動傾向を、Skjelbreiaの Stokes の第3近似解や微小振幅波理論よりもよく説明しうることを示した。また、日野・柏柳²⁰⁾ は、1/10 勾配の斜面上を伝播する波の水粒子速度を熱膜型流速計を用いて測定し、水粒子速度ベクトルの絶対値の位相変化について、実験値と流れ関数理論による理論値とを比較検討した。その結果、 $0.12 < h/L < 0.17$ で、 $H/h < 0.78$ の領域では、微小振幅波理論による値も、流れ関数理論による値も、実験値と良好な対応を示すが、砕波点近傍の実験値の変動傾向は、微小振幅波理論では説明できず、流れ関数理論による値を用いるとよく説明できることを示した。さらに、運動量の岸向き成分の岸方向フラックスを計算し、wave set-down, set-up の量を求めて実験値と比較した結果、流れ関数理論による値と実験値とは良い対応関係があることを示した。ただし、水平方向水粒子速度を計算する場合、流れ関数理論に一般の形で表わされていない Euler 的な平均流速成分を考慮する必要がある、その値は実験値と理論値とが同じになるように trial and error によって決定すると述べている。

本章では、境界層外縁主流速度として、Dean が提唱した流れ関数表示による波動理論で与えられる水粒子速度を用いて、層流境界層方程式を解くことにより、境界層外縁の主流速度が任意の形で与えられる場合の、境界層内の水粒子速度および底面摩擦応力の理論式を誘導する。また、この結果を用いて、境界層内の水粒子速度および底面摩擦応力の変動特性におよぼす波の有限振幅性の影響を検討する。さらに、一様水深および一様勾配斜面における底面近傍の水粒子速度と底面摩擦応力とを実験により測定し、理論値との比較を行う。

第2節 流れ関数表示の波動理論による底面近傍の水粒子速度と底面摩擦応力の特性

(1) Dean の流れ関数理論による波の水粒子速度

Dean の流れ関数理論は波形が変化することなく一様水深領域を伝播する波を対象としたものである。波動場が非圧縮性完全流体の非回転運動であるとした場合、波の基礎方程式は次のように表現される。

連続条件：

$$u_x + w_z = 0 \quad (3.2.1)$$

水面での力学的境界条件：

$$\phi_t + p_0 / \rho + g \eta + (1/2) \{u^2 + w^2\}_{z=\eta} = C(t) \quad (3.2.2)$$

水面での運動学的境界条件：

$$\eta_t + u_{z=\eta} \quad \eta_x = w_{z=\eta} \quad (3.2.3)$$

水底での境界条件（固定壁面）：

$$w_{z=-h} = 0 \quad (3.2.4)$$

ここに、各変数は図3.2.1 に示した通りであり、 ϕ ：非回転運動の条件より導かれる速度ポテンシャル、 p_0 ：水面での圧力（大気圧）、 $C(t)$ ：積分定数、 g ：重力加速度である。

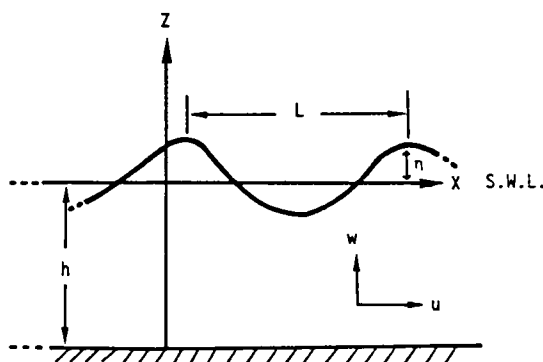


図3.2.1 記号の説明

式 (3.2.1) より、

$$u = \phi_z, \quad w = -\phi_x \quad (3.2.5)$$

なる関数 ϕ ，すなわち流れ関数が存在し，この式を非回転条件に代入すると次式が得られる。

$$\phi_{xx} + \phi_{zz} = 0 \quad (3.2.6)$$

これは Laplace の方程式であり，流体内部における運動を支配する方程式である。

波速 L/T (L ：波長， T ：波の周期)と同じ速度で運動する座標系から見た流れ関数は，未知定数 X_n を用いて次のように表現される。

$$\begin{aligned} \phi(x, z) = & \left(\frac{L}{T} \right) z + \sum_{n=4, 6, \dots}^{N-1} \sinh \frac{(n-2)\pi(h+z)}{L} \\ & \times \left\{ X_n \cos \frac{(n-2)\pi x}{L} + X_{n+1} \sin \frac{(n-2)\pi x}{L} \right\} \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

また，水面が流線となるので，水面での運動学的境界条件は $\phi(x, \eta) = \text{const.}$ であり，水面波形 η は次式のようにになる。

$$\begin{aligned} \eta = & \frac{T}{L} X_3 - \frac{T}{L} \sum_{n=4, 6, \dots}^{N-1} \sinh \frac{(n-2)\pi x}{L} \\ & \times \left\{ X_n \cos \frac{(n-2)\pi x}{L} + X_{n+1} \sin \frac{(n-2)\pi x}{L} \right\} \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

ここに， $X_3 = \phi(x, \eta) = \text{const.}$ である。まず， T ($\equiv X_2$) の初期値として時間波形の記録から読みとった波の周期を与え， L ($\equiv X_1$) の初期値として微小振幅波の波長を与える。次に実測波形を η_m ，理論波形を η_p として，1周期を I 個の離散値 i に分割し， η_m と η_p の不一致の程度を次式で表現する。

$$E_z = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I (\eta_{mi} - \eta_{pi})^2 \quad (3.2.9)$$

他の未知数 $X_3 \sim X_N$ の初期値は，この E_z が最小になるように $\partial E_z / \partial X_n = 0$ ($n = 3 \sim N$) より求める。

式 (3.2.7) からわかるように, ϕ は Laplace の方程式を満たし, かつ水底での境界条件および水面での運動学的条件を満たす。残りの条件は水面での力学的条件で, 水面での圧力を 0 とすれば次のようになる。

$$\eta + \left\{ \left(u - \frac{L}{T} \right)^2 + w^2 \right\} / 2g = Q \quad (3.2.10)$$

ただし, u , w はそれぞれ静止座標系から見た波の水粒子速度の x , z 成分であり, Q は Bernoulli の定数である。ここで Bernoulli の定数 Q が 1 周期にわたってなるべく変動しないようにすることを考え, Q の変動の程度を表現する次のような量 E_1 を考える。

$$E_1 = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I (Q_i - \bar{Q})^2, \quad \bar{Q} = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I Q_i \quad (3.2.11)$$

さらに前述の E_2 と合わせて, $E_T = E_1 + E_2$ なる量を定義し, 誤差 E_T を最小とするように未知数を決定すれば, 基礎方程式および境界条件をすべて満足するような流れ関数 ϕ が求められることになる。実際の計算は次のように行う。すなわち, 前述の X_n ($n = 1 \sim N$) の初期値を X_n' ($n = 1 \sim N$) だけ増加すれば, E_T は近似的に次式で与えられる。

$$E_T = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \left[\left\{ Q_i + \sum_{n=1}^N \frac{\partial Q_i}{\partial X_n} X_n' \right\} - \left\{ \bar{Q} + \sum_{n=1}^N \frac{\partial \bar{Q}}{\partial X_n} X_n' \right\} \right]^2 \\ + \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \left[\left\{ \eta_{pi} + \sum_{n=1}^N \frac{\partial \eta_{pi}}{\partial X_n} X_n' \right\} - \eta_{mi} \right]^2 \quad (3.2.12)$$

この E_T を最小にするための式 $\partial E_T / \partial X_j' = 0$ ($j = 1 \sim N$) は X_j' ($j = 1 \sim N$) に関しての N 個の連立方程式となるが, この方程式の係数行列は j と n とを入れ換えても変わらない対称行列となる。この連立方程式を解いて, X_j' が十分小さくなければ, $X_j + X_j'$ を新たに X_j として再び同じ計算を繰返す。

この理論による波の水粒子速度は時間項を入れて表現すれば次のようになる。

$$U = \sum_{n=1, 2, \dots}^{(N-3)/2} \frac{2n\pi}{L} \cosh \frac{2n\pi(h+z)}{L} \\ \times \{ X_{2n+2} \cos n(kx - \sigma t) + X_{2n+3} \sin n(kx - \sigma t) \} \quad (3.2.13)$$

$$W = - \sum_{n=1, 2, \dots}^{(N-3)/2} \frac{2 n \pi}{L} \sinh \frac{2 n \pi (h+z)}{L} \\ \times \{ X_{2n+2} \sin n(kx - \sigma t) - X_{2n+3} \cos n(kx - \sigma t) \} \quad (3.2.14)$$

ここに、 U, W ：流れ関数表示による波の理論によって求まる水粒子速度の水平および鉛直成分である。

(2) 層流境界層内の水粒子速度および底面摩擦応力の理論式の誘導

Navier-Stokes 方程式および連続式は、境界層用の座標系 (x, z) を用いて表わすと、

$$u_t + u u_x + w u_z = - (1/\rho) p_x + \nu (u_{xx} + u_{zz}) \quad (3.2.15)$$

$$u_x + w_z = 0 \quad (3.2.16)$$

となる。ここに、 u, w ： x, z 方向の水粒子速度、 ρ ：流体密度、 p_x ：圧力、 ν ：動粘性係数である。また、境界層外の主流に関する運動方程式は

$$U_t + U U_x + W U_z = - (1/\rho) p_x \quad (3.2.17)$$

となる。ここに、 U, W ：境界層外縁の x, z 方向の水粒子速度である。

次に、幾何学的代表変数として波長 $L = 2\pi/k$ 、運動学的代表変数として $U_H = H/T$ を用い、また境界層を拡大するために波速 C を用いた便宜的な Reynolds 数 $Re = 2\pi C/(k\nu)$ を導入して諸量を無次元化すると、次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} x' &= kx/2\pi, \quad z' = \sqrt{Re} \, kz/2\pi, \\ t' &= \sigma t/2\pi, \\ u' &= u/U_H, \quad w' = \sqrt{Re} \, w/U_H, \\ p' &= p/(\rho C U_H) \end{aligned} \right\} \quad (3.2.18)$$

以後、簡単のために無次元量のダッシュを取り除いて表わすことにする。したがって、式 (3.2.15) から式 (3.2.17) を無次元表示すると次のようになる。

$$u_t + (U_M / C) (u u_x + w u_z) = -p_x + Re^{-1} (u_{xx} + Re u_{zz}) \quad (3.2.19)$$

$$u_x + w_z = 0 \quad (3.2.20)$$

$$U^*_t + (U_M / C) (U^* U^*_x + W^* U^*_z) = -p_x \quad (3.2.21)$$

ここに、 U^* 、 W^* は主流の水粒子速度を無次元化したものである。境界層内では Reynolds 数は $Re \gg 1$ であること、境界層の厚さが水深に比べて非常に薄いために、式 (3.2.21) で表わされる圧力と境界層内の圧力とは等しいこと、および底面が一様な場合の底面境界層外縁の水粒子は底面に沿う方向の運動が卓越するので、 z 方向の水粒子速度成分 W^* は一般に無視できることなどを考慮すると、最終的に得られる境界層方程式は

$$u_t + (U_M / C) (u u_x + w u_z) = U^*_t + (U_M / C) U^* U^*_x + u_{zz} \quad (3.2.22)$$

となり、無次元水粒子速度に関する非線形偏微分方程式が、パラメーター U_M / C を含んだ形で表わされる。

ここに、 U_M / C は波形勾配 H / L を表わし、一般に微小量と仮定できるので、

$$\varepsilon^2 = (U_M / C)^2 = (H / L)^2 \ll 1 \quad (3.2.23)$$

とおき、これを用いて、無次元水粒子速度を

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 + \varepsilon u_1 + \varepsilon^2 u_2 + \dots, \\ w &= w_0 + \varepsilon w_1 + \varepsilon^2 w_2 + \dots, \end{aligned} \right\} \quad (3.2.24)$$

と摂動級数展開する。

次に、境界層外縁の水粒子速度として、式 (3.2.13) で $z = -h$ において得られる 5 次のオーダーの値を用いることとし、これを U_M で割って無次元化したものは、 $n = (m - 2)$ とおくと、

$$U^* = \frac{T}{H} \sum_{n=2, 4, 6, \dots}^{10} \frac{n\pi}{L} (X_{n+2} \cos n\pi(x-t) + X_{n+3} \sin n\pi(x-t)) \quad (3.2.27)$$

となる。さらに式 (3.2.27) を変形すると、

$$U^* = \sum_n U_{0n}(x) e^{-in\pi t} \quad (3.2.28)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} U_{0n}(x) &= (a_n - i b_n) e^{in\pi x} \\ a_n &= \frac{T}{H} \frac{n\pi}{L} X_{n+2}, \quad b_n = \frac{T}{H} \frac{n\pi}{L} X_{n+3} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.29)$$

となり、上式は実数部のみが物理的意味を有する。

式 (3.2.22) と (3.2.24) に式 (3.2.26) から式 (3.2.29) までを代入し、 ε のべきで整理すれば、 ε^0 に関する方程式として、

$$u_{0t} - u_{0zz} = U_t^*, \quad u_{0x} + w_{0z} = 0 \quad (3.2.30)$$

が得られる。境界条件、

$$\left. \begin{aligned} z=0 \text{ で } u_0 &= w_0 = 0 \\ z \rightarrow \infty \text{ で } u_0 &\rightarrow U^*, \quad w_0 \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.2.31)$$

を満足する式 (3.2.30) の解、すなわち第1近似解は、Schlichting の解法²¹⁾ に準じて、次のように求めることができる。

$$\left. \begin{aligned} u_{1st} = u_0 &= \sum_{n=2, 4, \dots}^{10} U^* \zeta_0 \\ w_{1st} = w_0 &= - \sum_{n=2, 4, \dots}^{10} n\pi e^{\frac{\pi}{2}i} U^* \zeta_0 \end{aligned} \right\} \quad (3.2.32)$$

ここに、

$$\zeta_0' = 1 - e^{-(1-i)\sqrt{\frac{n\pi}{2}}z} \quad (3.2.33)$$

$$\zeta_0 = z + \frac{1}{\sqrt{n\pi}} e^{\frac{\pi}{4}i} \left\{ e^{-(1-i)\sqrt{\frac{n\pi}{2}}z} - 1 \right\} \quad (3.2.34)$$

となる。式 (3.2.32), (3.2.33) および式 (3.2.34) は実数部のみが物理的意味を有する。

ε^1 に関する方程式は,

$$\left. \begin{aligned} u_{1t} - u_{1zz} &= U^* U_x^* - u_0 u_{0x} - w_0 w_{0z} \\ u_{1x} + w_{1z} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.2.35)$$

となり, 境界条件,

$$\left. \begin{aligned} z=0 \quad &\text{で} \quad u_1 = w_1 = 0 \\ z \rightarrow \infty \quad &\text{で} \quad u_1 \rightarrow 0, w_1 \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.2.36)$$

を満足する式 (3.2.35) の解は, 式 (3.2.35) の第1式の右辺が複素数の積を含む点を考慮したうえで, 第1近似解と同様, 同次解と特解の和として求めることができるが, 本研究では第1近似解を用いて検討するので, 以下の式の誘導を省略する。

これまで展開してきた無次元量に関する諸量を, 以下すべて次元量に変換して議論する。したがって, 境界層外縁流速を u_b とあらわせばこの u_b と境界層内の水粒子速度 u および w は次のように表わされる。ただし, u および w は簡単のため第1近似解の u_0 と w_0 のみについて示す。

$$u_b = \sum_{n=2, 4, L}^{10} \frac{n \pi}{L} \{ X_{n+2} \cos(n/2) \theta + X_{n+3} \sin(n/2) \theta \} \quad (3.2.37)$$

$$\begin{aligned}
 u_0 &= \sum_{n=2,4}^{10} U_{0n} \left\{ 1 - \exp \left[- (1-i) \sqrt{\frac{n}{2}} \sqrt{\frac{\pi}{\nu T}} z \right] \right\} \\
 &\quad \times \exp \left[-i \frac{n}{2} \sigma t \right] \\
 w_0 &= - \frac{\sqrt{\nu T}}{L} \sum_{n=2,4}^{10} n \pi U_{0n} F(z, t) \\
 F(z, t) &= \frac{z}{\sqrt{\nu T}} + \frac{1}{\sqrt{n \pi}} \exp \left[\frac{\pi}{4} i \right] \\
 &\quad \times \left\{ \exp \left[- (1-i) \sqrt{\frac{n}{2}} \sqrt{\frac{\pi}{\nu T}} z \right] - 1 \right\} \\
 &\quad \times \exp \left\{ i \left[- \frac{n}{2} \sigma t + \frac{\pi}{2} \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{3.2.38}$$

つぎに、底面に作用する摩擦応力 τ_0 は、 $\tau_0 = \mu (\partial u / \partial z)_{z=0}$ の関係から求められるので、いま、第1近似解の範囲で考えると、

$$\tau_0 = \rho \sqrt{\sigma \nu} \sum_{n=2,4}^{10} \sqrt{\frac{n}{2}} U_{0n} \exp \left\{ i \left[- \frac{n}{2} \sigma t - \frac{\pi}{4} \right] \right\} \tag{3.2.39}$$

となる。ここに、

$$U_{0n} = \left[\frac{n \pi}{L} \right] (X_{n+2} - i X_{n+3}) \exp \left[i \frac{n}{2} k x \right] \tag{3.2.40}$$

である。一方、境界層外縁主流速度として微小振幅波理論にもとづく値を与えた場合の層流境界層の底面摩擦応力 τ_{0s} は、式(3.1.4)により次のように表わされる。

$$\tau_{0s} = \mu \left[\frac{\partial u}{\partial z} \right]_{z=0} = \sqrt{2} \mu \beta U_m \cos \left[\theta - \frac{\pi}{4} \right] \tag{3.2.41}$$

$$U_m = \pi d_o / T, \quad d_o = 2 a_m = H / \sinh kh \quad (3.2.42)$$

ここで、 H ：波高、 T ：波の周期、 h ：水深、 $k = 2\pi/L$ ：波数、 L ：波長、 $\sigma = 2\pi/T$ ：角周波数、 U_m ：底面流速 u_b の振幅、 a_m ：水粒子軌道振幅、 d_o ：水粒子軌道全振幅、 $\beta = (\sigma/2\nu)^{1/2}$ 、 ν ：水の動粘性係数、 μ ：水の粘性係数である。

式 (3.2.38) で表わされる u_o に関する式の右辺第 2 項の z に関する減衰項は、式 (3.1.4) における β に対応するものであり、 n の値が大きくなると減衰が増加する。また、 $n=2$ とすると、 u_o の減衰項は $\exp(-\sqrt{\pi/\nu T} z)$ となり、式 (3.1.5) における β と一致する。

さらに、式 (3.2.39) において $n=2$ とおくと、

$$\begin{aligned} \tau_o &= \rho \sqrt{\sigma \nu} U_{o2} \exp \left\{ i \left(-\sigma t - \frac{\pi}{4} \right) \right\} \\ &= \sqrt{2} \mu \beta U_{o2} \exp \left\{ i \left(-\sigma t - \frac{\pi}{4} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.2.43)$$

となり、式 (3.2.41) と同じ形で表現される。

このように、境界層外縁の水粒子速度として Dean の流れ関数理論による波の水粒子速度を用いた場合の層流境界層方程式の第 1 次近似解での基本周波数成分は、式 (3.1.4) および式 (3.2.41) で表わされる線形理論による結果と同じ形であることがわかる。

(3) 底面境界層内の流体場におよぼす波の有限振幅性の影響

図 3.2.2 および図 3.2.3 は式 (3.2.37) で表わされる境界層外縁の水粒子速度と式 (3.2.39) で表わされる底面摩擦応力の波の 1 周期間における変動を示したものである。図 3.2.2 はアーセル数 $U_r = g H T^2 /$

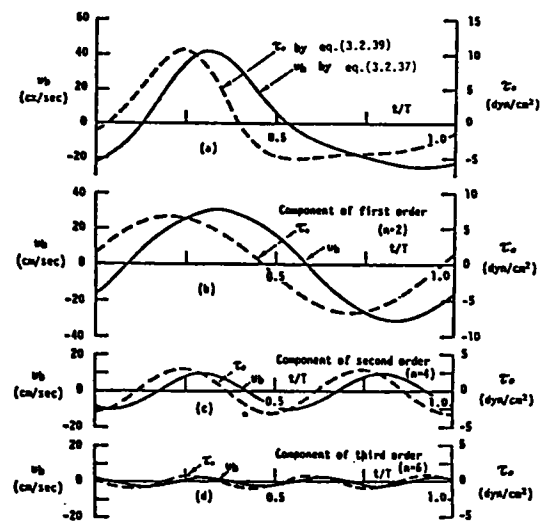


図 3.2.2
底面流速および底面摩擦応力に
およぼす波の有限振幅性の影響
($gHT^2/h^2=68$)

h^2 が68 (合田²²⁾ によるパラメータ $\Pi = (H/L_A) \cot^3 k_A h$ では1.0, ここに添字Aは微小振幅波理論にもとづく値を意味する) の場合である。各図において, (a)は3次のオーダー ($n=6$) まで含んだ値であり, (b), (c)および(d)は基本周波数成分, 2倍周波数成分および3倍周波数成分の値をそれぞれ示している。

図3.2.2 より次のことがわかる。底面摩擦応力 τ_o と境界層外縁の水粒子速度 u_b との位相差については, (1)正の最大値の位相を比較すれば(a)は(b)に比べて小さくなる。この位相差の減少は τ_o の2倍成分および3倍成分の変動に起因している。なお, 波の浅水変形にともなう非線形性の増大とともに τ_o と u_b との位相差が小さくなるという事実はFisher-Johnson-McCormick²³⁾の実験結果と一致する。(2) τ_o の負の最大値が出現する位相は, 線形理論による場合より早く現われ, u_b が岸向きから沖向きへと変化する位相付近である。

図3.2.3 は波の有限振幅性が図3.2.2 に比べてさらに大きい場合の結果である。線形理論との関係は図3.2.2 の結果と同様であるが, 波の有限振幅性が大きくなると τ_o の負の値の変動に特徴が現われる。すなわち, 波の有限振幅性が増大すると, τ_o の正の最大値は遅れ, 負の最大値はより早く現われるようになるので, 正から負への変化が急になる。

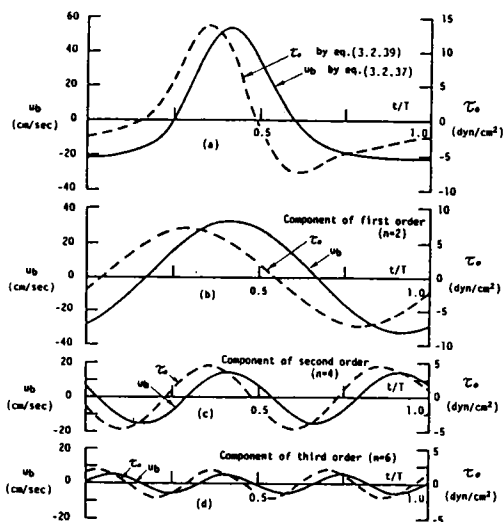
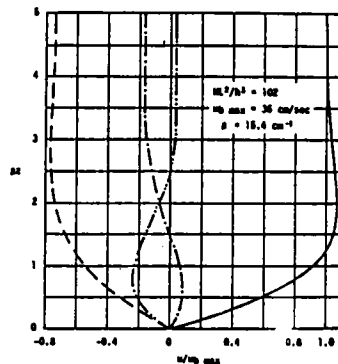
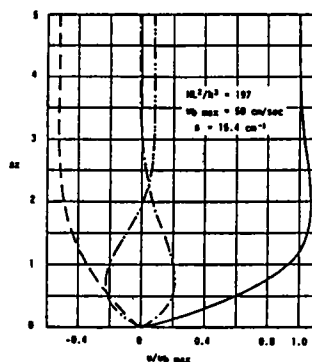


図3.2.3

底面流速および底面摩擦応力におよぼす波の有限振幅性の影響 ($gHT^2/h^2=197$)



(a) $gHT^2/h^2=102$



(b) $gHT^2/h^2=197$

図3.2.4

底面境界層内の流速分布におよぼす波の有限振幅性の影響、 $\beta = \sqrt{\sigma/2\nu}$

図3.2.4 (a)および(b)は境界層内の流速分布の計算例であり、 $U_r = 102$ ($\Pi = 2.12$) の場合と $U_r = 197$ ($\Pi = 4.39$) の場合とを示したものである。これらの結果より、次のことがわかる。波による水粒子速度は、波の有限振幅性が増すにつれて、岸向き成分は値が大きく、その出現時間は短くなり、冲向き成分は値が小さく、出現時間は長くなる。また図3.2.4(a)および(b)から、 u/u_{bmax} の分布におよぼす波の有限振幅性の影響は、水粒子の冲向き流速時において顕著となり、アーセル数が大きいほど u/u_{bmax} の分布形状がやせ細ってくる。したがって、底面境界層内の流速分布におよぼす波の有限振幅性の影響は、境界層外縁の水粒子速度に支配されることが知られる。

図3.2.5 は境界層内の水粒子速度の鉛直方向成分 w と底面摩擦応力 τ_b の時間変化を水位変動とともに示したもので、 $U_r = 197$ の場合の結果である。 w の上向きおよび下向き成分が最大となる位相は、両者とも水位変動が0となる位相の近傍であるが、前者は位相が少し遅れ、後者は $\pi/10$ 程度先行する。 w の上向き成分は境界層のいずれの高さにおいても同じ位相で最大となるが、下向き成分が最大となる位相は底面に近づくにつれて早く現われる傾向を示している。 τ_b の変動特性は図3.2.2 および図3.2.3 について検討した通りで、 τ_b の岸向き最大値は水位変動が最大となる位相よりも先行し、また τ_b の冲向き成分は境界層外縁の水粒子速度の水平成分が岸向きから冲向きへと変化する位相（水位が静止面を切る点でもある）付近で最大となる。

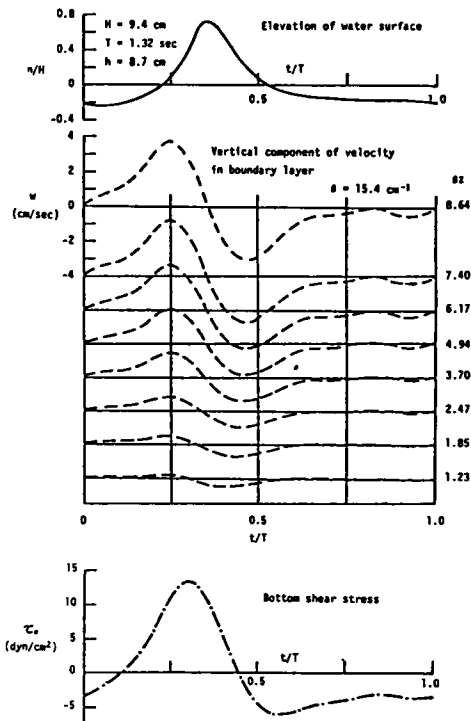
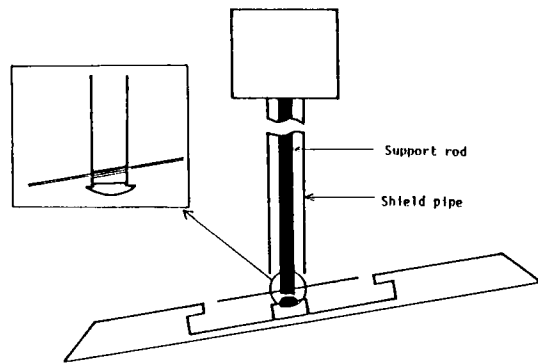


図3.2.5

水位変動、底面境界層内の鉛直流速成分および底面摩擦応力の変動特性
($gHt^2/h^2=197$)

う工夫し, shear plate を底面と同一平面上に位置できるようにしたこと, ②波の作用によってシールド管が振動しないようにピアノ線を用いて固定したこと, ③shear plate 直下の空隙内の流体の運動を止めるために, shear plate 直下中央部に小さな溝を作って, その中に水銀を入れたこと, ④斜面上に shear plate を設置する場合には, shear plate を連結する部分の支柱を斜面勾配と同じ角度で切り, shear plate と支柱をネジで連結させたことなどである。

図3.3.2 および図3.3.3 は装置の動的特性を単振動の強制振動として検討した結果であり, 図3.3.2 (a)および(b)は一樣水深において測定する場合の装置の周波数特性を示し, 図3.3.3 (a)および(b)は斜面上で測定する場合の装置の周波数特性を示している。図中, 横軸は強制力の振動数と装置の自由振動の振動数との比であり, 縦軸は強制振動の振幅 A_o と強制力 F_o が shear plate に静的に作用したときの変位量 F_o/k (k : バネ定数と装置の支柱の長さにより決まる定数) との比である。なお, F_o の値は, 一樣水深における場合には微小振幅波理論にもとづいて算定し, 斜面上における場合には流れ関数理論を用いた式 (3.2.39) にもとづいて計算した。これらの結果によると, 次のようなことが言える。一樣水深における強制振動の振幅は, 波の周期が 0.8sec ($\chi = 0.3$) の場合には最大20%大きく見積られ, 波の周期が 1.2sec ($\chi = 0.2$) の場合には最大10%程度大きく見積られるが,



(b) 斜面上における場合

図3.3.1 底面摩擦応力測定装置

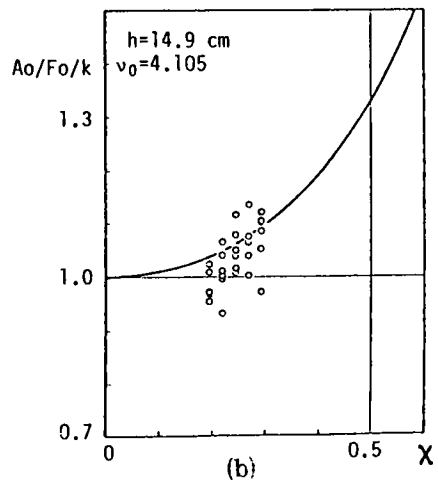
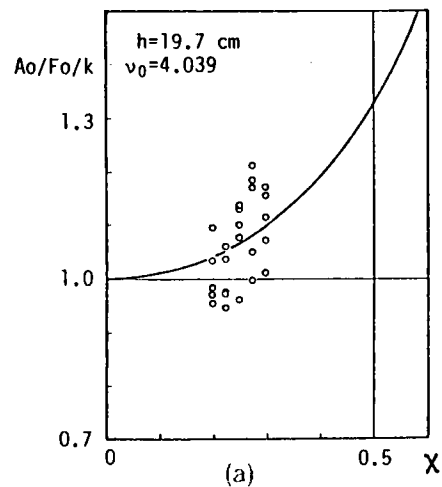


図3.3.2

底面摩擦応力測定装置の
周波数特性 (一樣水深)

データの散乱程度を考慮すると、装置の周波数応答性は強制振動としての力学的特性にもとづいてほぼ説明できると思われる。一方、斜面上の場合には、データの散乱が著しくなり、強制振動の振幅は最大 30% 大きく見積られる場合もあるが、データは流れ関数理論にもとづく理論値の上下に変動している。作用する波が、変形しながら斜面上を伝播する波であることを考えると、この程度のデータの変動は許容できるのではないかと考えられる。なお、キャリブレーションは線形性をもつ別の歪ゲージを底面と平行に設置して静的に行った。

(b) 碎波帯における場合

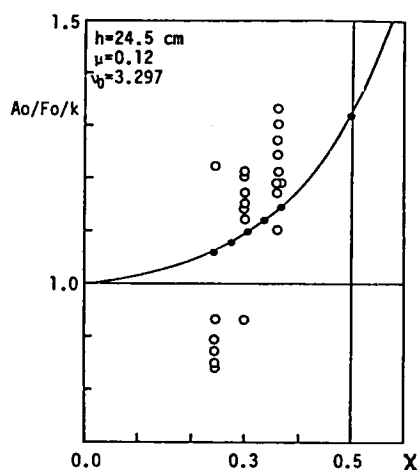
碎波点近傍および碎波帯内の流体場は変動が激しく、かつ碎波後は乱れが存在するために、shear plate を用いて底面摩擦応力を測定するのは困難となる。本研究では熱膜型センサーを用いて底面近傍の水粒子速度および底面摩擦応力を測定した。熱膜型センサーは石英にニッケル箔を埋め込んで作られており、その測定原理は流れの場に置かれた物体とその周囲の流れとの間の伝熱を利用するという

もので、概略次のようである。すなわち、電流を通して加熱したニッケル箔を流れに挿入

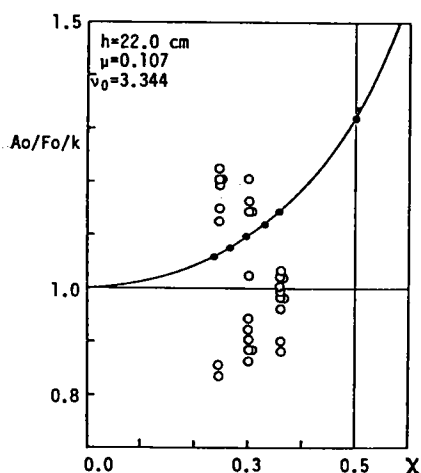
すると、金属の周囲を流れる流体に熱が奪われ、金属の温度が下がり、したがって電気抵抗が減少する。この電気抵抗の変化を測定することにより流速あるいは摩擦応力を測定するというものである。

流れの速度は、水粒子の動きに応じて変化する熱膜からの損失熱量を電圧に変換することにより、較正曲線から算定される。電圧 E と流速 U との間には、流れのない状態における電圧を E_0 とすると、一般に次のような関係が成立する。

$$E^2 - E_0^2 = A_1 (T_w) U^{1/2} \quad (3.3.1)$$



(a)



(b)

図 3.3.3 底面摩擦応力測定装置の周波数特性（一様勾配斜面）

ここに、 T_w : 水温、 A_1 、 n_1 : 実験定数で、 A_1 は水温の関数であり、 n_1 は理論的には $n_1 = 2$ となる。

また、shear stress は、速度勾配に応じて変化する熱膜からの損失熱量を電圧に変換することにより、較正曲線から算定される。電圧 E と shear stress τ_0 との間には、流速センサーと同様、一般に次のような関係が存在する。

$$E^2 - E_0^2 = A_2(T_w) \tau_0^{1/n_2} \quad (3.3.2)$$

ここに、 A_2 および n_2 は実験定数で、 n_2 は理論的には $n_2 = 3$ が導かれる。なお、本実験においては較正曲線にもとづいて n_1 および n_2 の値を決定した。

この種のセンサーを用いる場合に留意すべき点は、熱が強制対流によって伝達される場の基本的な関係、すなわち Fourier の伝熱法則が成立する場においてこれらのセンサーを利用することができるということである。したがって、水粒子の運動が非常に小さくなる場合には、伝熱形態が変化するためにセンサーの応答性に問題が生じてくると考えられるので、波の場における水粒子速度の測定結果を検討する場合には注意が必要となる。また、壁面における熱伝導境界層厚さと流体粘性に起因する層流境界層厚さはほぼ同程度であるとして式 (3.3.2) が導かれていることから、境界層が乱流となる場合には、熱による境界層厚さが粘性底層の厚さよりも薄いという条件が必要になってくる。

波の水粒子速度の測定には DISA社製55R13 の熱膜型センサーを、底面摩擦応力の測定には DISA社製55R46 の熱膜型センサーをそれぞれ用いた。図3.3.4 は用いたプローブを示したものであり、(a)は流速測定用、(b)は摩擦応力測定用である。

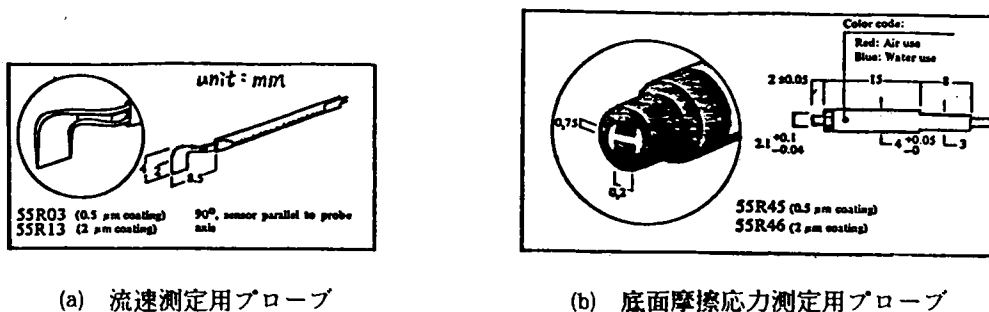


図 3.3.4 実験に用いた熱膜型プローブ

実験に用いた熱膜型センサーの較正は、図3.3.5 に示すような単弦運動を行う振動平板を製作し、その振動平板に取付けた流速センサーおよび摩擦応力センサーの出力と、振動平板の運動にもとづく理論値とを対応づけることにより行った。一方、振動平板の変位は、2本のステンレス線を用いることにより抵抗線式波高計と同様の原理で測定することができ、振動平板の周期は接続した無段変速モーターの回転数を変えることにより、また振動平板の振幅は回転板にあけた穴の位置を変えることにより、変化させることができる。なお、振動平板に関する流速 u および摩擦応力 τ_0 の理論値は変位を $\eta = a \cos \sigma t$ と置くと、次のようにあらわされる。

$$u = -a\sigma \sin \sigma t \quad (3.3.3)$$

$$\tau_0 = \rho a \nu^{1/2} (2\pi/T)^{3/2} \cos \left(\sigma t + \frac{\pi}{4} \right) \quad (3.3.4)$$

ただし、 ρ ：水の密度、 a ：振幅、 T ：周期、 σ ：角周波数 ($2\pi/T$)、 ν ：水の動粘性係数、である。

図 3.3.6 は、振動平板の変位の理論値と測定値との比較を示したものであり、counter weightを調節することにより振動平板の変位をほぼ単弦運動にすることが可能である。しかし、周期が短くなると、おもりの慣性力の影響が無視できなくなるために、振動平板が単弦運動をしなくなる。

図3.3.7 (a)は、流速センサーの出力と振動平板の変位速度との関係を示す較正曲線の1例であり、図3.3.7 (b)は、摩擦応力センサーの出力と振動平板に関して導かれる摩擦応力の理論値との関係を示す較正曲線の1例である。

流速センサーの場合には、 U が 6 cm/sec 程度よりも小さい速度ではデータの散乱が著しいが、それよりも大きい値では良い対応関係を示すことがわかる。また、摩擦応力センサーの出力は、 τ_0 が 0.8 gr/cm 程度よりも小さい範囲では、データの散乱が顕著であるが、それよりも大きい値では良い対応関係を示

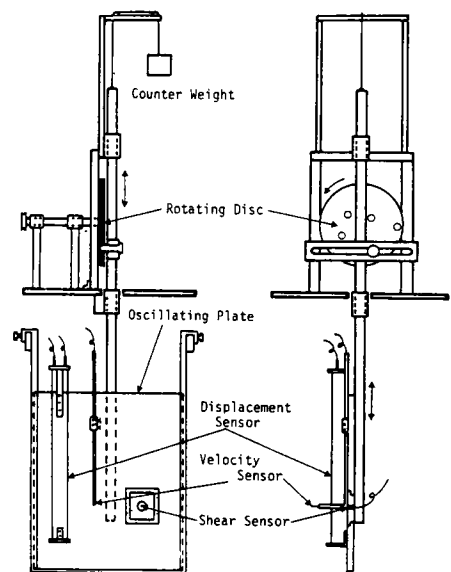


図 3.3.5 水粒子速度および摩擦応力に関する振動平板装置

す。また、他の場合のそれぞれの較正関係も、ほぼ同様の結果を示した。なお、較正実験は水温が 0.4℃ 変化するごとに行い、センサーの出力の誤差が 5% 以内になるようにした。

(2) 実験方法

実験は、幅 50cm、高さ 70cm、長さ 27m の両面ガラスばりの水槽を用いた。一様水深における実験では、波高計は抵抗線式波高計を用い、1 台を造波板から 4.5 m の位置に、1 台を底面摩擦力の測定点に、他の 1 台を消波工近くに設置した。摩擦力の測定は水槽端における反射の影響を受けないよう水槽の中央部で行った。また、斜面上における実験では、水槽の中央部に斜面を設置した。一様水深部の長さは、斜面勾配 1/5 および 1/10 の場合は 7 m、1/30 の場合は 5 m である。斜面の最上端は、静水面より高くとり、碎波後の波が遡上した後、もどり流れとなって逆流するようにした。波高計は、一様水深部に 1 台、斜面上の摩擦力の測定点に 1 台設置した。また、斜面上における実験では、shear plate を用いた場合には、装置を測定場所に移動して底面摩擦力を測定したが、熱膜型センサーを用いた場合には、流速センサーを摩擦応力センサーと同一鉛直線上で、かつできる限り底面に近い、底面から 0.4 cm の位置に固定して、水深を変化させることにより、水粒子速度および底面摩擦応力を測定した。なお、摩擦応力センサーは 10cm 平方の亚克力板の中央部に固定されており、実験時におけるセンサーの取扱いが容易になるようにした。

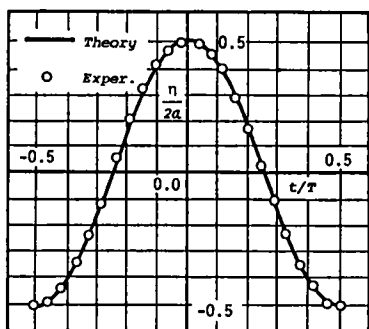
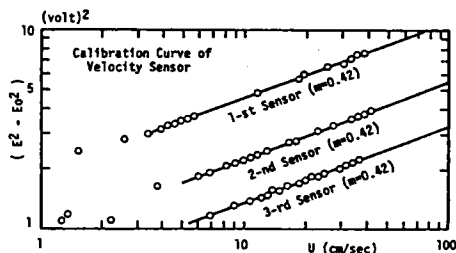
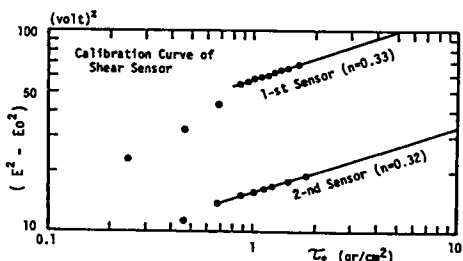


図 3.3.6 振動平板の変位



(a) 熱膜型流速センサー



(b) 熱膜型摩擦応力センサー

図 3.3.7 較正曲線の 1 例

表 3.3.1

Shear plate を用いた場合の実験条件 (一様水深)

T(sec)	h(cm)	H(cm)
0.83	20.7 - 9.8	0.58 - 2.96
0.91		0.30 - 2.70
1.00		0.55 - 2.60
1.11		0.43 - 2.51
1.25		0.48 - 2.40

データは、予備実験で検討しておいた波高記録の変動が比較的少ないと思われる波をペン書きレコーダで確認しながら、データレコーダに記録し、以後の処理はコンピュータによって行った。

実験に用いた波の特性と水深は、一様水深の場合については表3.3.1，斜面上の場合については表3.3.2 から表3.3.5 にそれぞれ示すようである。

(3) 解析方法

本研究では流れ関数表示による波の理論を用いるので、波の1周期間における水位変動を離散化する必要がある。ここでは、底面摩擦応力の記録に対応する水位の時間記録の1周期を15等分割し、その平均水位からの変位量を読み取った。

底面摩擦応力を算定する方法は測定方法によって異なる。すなわち、shear plate を用いた場合は、実測記録に含まれていると考えられるplate 両端に作用する圧力勾配の影響を取り除いて底面摩擦応力を算定したが、熱膜型センサーを用いた場合は、校正曲線により直接算定した。

shear plate を用いた場合の圧力勾配の補正方法は次のようである。一様水深の場合には、既に岩垣ら¹⁶⁾ が線形理論の展開において行った結果をそのまま用いた。それによると、plate に作用する力として摩擦力と圧力勾配による力を考慮した場合、実際に測定される単位面積当りの底面に平行に作用する力 F の最大値 F_{\max} と求めようとする摩擦応力の最大値 $\tau_{o\max}$ との間には次のような関係があることになる。

$$\tau_{o\max} = \left[\frac{2}{1 + (1 + 2d\beta)^2} \right]^{1/2} F_{\max} \quad (3.3.5)$$

ここに、 d : plate の厚さ、 $\beta = (\sigma / 2\nu)^{1/2}$ である。上式の関係より、実測記録の最大値から底面摩擦応力の最大値が求まる。しかしながら、実際に

表3.3.2

Shear plate を用いた場合の実験条件 (斜面勾配1/10)

T(sec)	Ho(cm)	Ho/Lo
0.83	1.00	0.0055
	1.78	0.0164
	4.07	0.0376
1.00	0.95	0.0061
	2.22	0.0142
	3.04	0.0195
1.25	1.37	0.0056
	2.54	0.0104
	2.95	0.0121

表3.3.3

Shear plate を用いた場合の実験条件 (斜面勾配1/30)

T (sec)	Ho (cm)	ho (cm)	h (cm)
1.25	1.00 - 3.86	37.8	24.5
1.00	1.16 - 6.48		
0.83	1.08 - 6.80	19.1	5.8

表3.3.4

熱膜型センサーを用いた場合の実験条件 (斜面勾配1/5)

T (sec)	Ho (cm)	ho (cm)	h (cm)
1.07	11.90	36.0	9.5
1.21	6.70		
1.84	3.85	45.0	15.0

表3.3.5

熱膜型センサーを用いた場合の実験条件 (斜面勾配1/30)

T (sec)	Ho (cm)	ho (cm)	h (cm)
1.08	4.50	36.0	6.0
1.92	10.22	45.0	15.0

は $\tau_{0 \max}$ と F_{\max} との間には $\tan^{-1}(2 d \beta)$ だけ位相差が存在するので、式 (3.3.5) で与えられる補正係数はこの位相差が小さいと考えることを前提としている。たとえば、plate 厚さ d を 0.02cm 、波の周期を 1.5 秒、 $\nu = 0.01 \text{ cm/sec}$ として計算すると、この位相差 $\tan^{-1}(2 d \beta)$ は約 $\pi/6$ 程度となる。

一方、斜面上の場合には、流れ関数理論による波の理論にもとづいて圧力勾配による力を求めた。plate に作用する力として摩擦力と圧力勾配による力を考えた場合、plate の単位面積当りに作用する力は次のようになる。

$$\begin{aligned}
 F &= \tau_0 - d \frac{d p}{d x} \\
 &= \rho \sqrt{\sigma \nu} \sum \sqrt{n/2} A_n \cos(\theta_n + p_n - \pi/4) \\
 &\quad + \rho d \sum A_n \cos(\theta_n + p_n) \sum (n \pi / L) A_n \sin(\theta_n + p_n)
 \end{aligned} \tag{3.3.6}$$

$$\left. \begin{aligned}
 A_n &= \sqrt{\left(\frac{n \pi}{L} X_{n+2} \right)^2 + \left(\frac{n \pi}{L} X_{n+3} \right)^2} \\
 \theta_n &= (n/2) (k x - \sigma t) \\
 p_n &= \tan^{-1} (X_{n+2} / X_{n+3})
 \end{aligned} \right\} \tag{3.3.7}$$

式 (3.3.6) より、右辺第 2 項が最大となる位相は、一概には言えないが、基本周波数成分 $n = 2$ の場合について考えると、位相 $(\theta_m + p_m)$ よりも $\pi/4$ だけ前の位相において最大となることがわかる。したがって、 F_{\max} と $\tau_{0 \max}$ の間には、大略次の関係があると思われる。

$$\tau_{0 \max} = \frac{1}{1 + \lambda} F_{\max} \tag{3.3.8}$$

ここに、

$$\tau_{0 \max} = \rho \sqrt{\sigma \nu} \sum \sqrt{n/2} A_n \tag{3.3.9}$$

$$\lambda = \frac{d \sum A_n \sum (n \pi / L) A_n}{\sqrt{\sigma \nu} \sum \sqrt{n/2} A_n} \tag{3.3.10}$$

である。ただし、 λ の値は $\tau_{0 \max}$ の生じる位相におけるものを用いることにする。

(4) 実験結果および考察

(a) 底面摩擦応力の最大値の場所的変化

図3.3.8および図3.3.9は底面摩擦応力の最大値 $\tau_{o \max}$ の無次元量 $\tau_{o \max} / \rho g H$ (ρ : 水の密度, g : 重力加速度, H : 波高) と水深沖波波長比 h/L_0 との関係を示している。図3.3.8 は一様水深における $\tau_{o \max} / \rho g H$ と h/L_0 との関係を示している。図中、曲線は式 (3.2.41) および式 (3.2.42) にもとづいて求められる理論曲線、すなわち

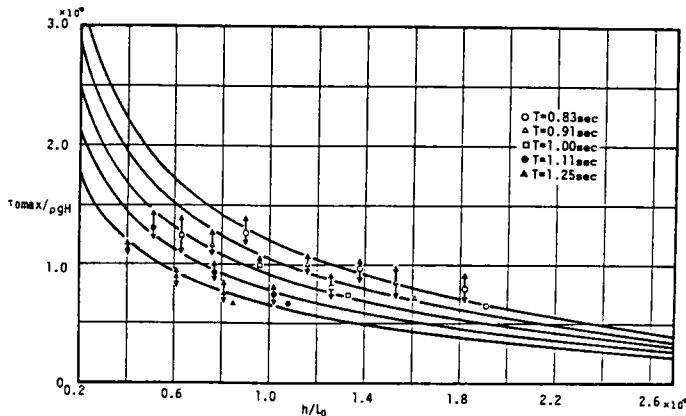


図3.3.8 一様水深の場合の $\tau_{o \max} / \rho g H$ と h/L_0 との関係

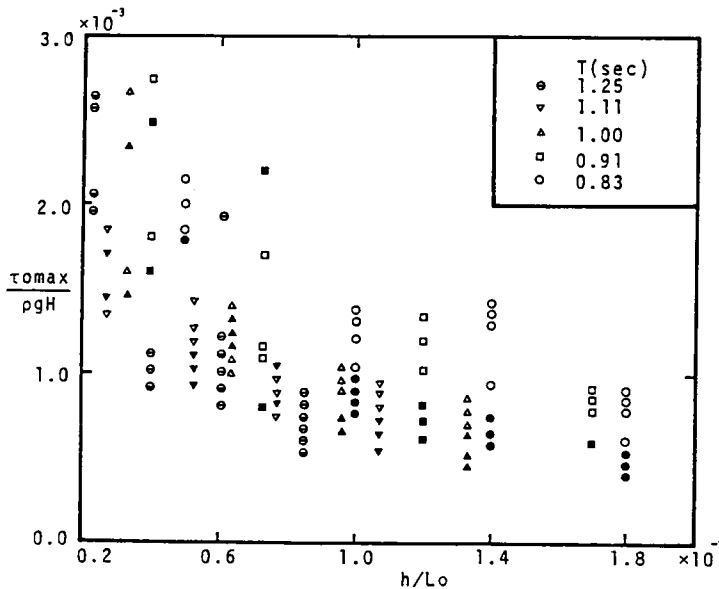


図3.3.9 一様勾配斜面の場合の $\tau_{o \max} / \rho g H$ と h/L_0 との関係 (斜面勾配1/10)

$$\frac{\tau_{0 \max}}{\rho g H} = \frac{\sqrt{2} \nu}{g \sinh k h} \left(\frac{\pi}{T} \right)^{3/2} \quad (3.3.11)$$

を示し、実験値は線形理論にもとづく補正係数を用いて算定した値である。なお、図中の各点における矢印は測定値のバラツキの範囲を示している。この図より、一様水深の場合、測定値に多少のバラツキはあるが、ほぼ理論値を説明できるといえる。

図3.3.9 は一様勾配斜面（勾配 1/10）における結果である。図中のデータは式（3.3.8）を用いて $\tau_{0 \max}$ を算定したものであり、黒くぬりつぶしたものが式（3.3.9）による理論値を示している。理論値は、実験データ毎に計算されるので、実験データ数と同数だけプロットされている。この図より、理論値と実験値は、 h/L が小さくなるにつれてバラツキが少なくなっていることがわかる。しかも、 h/L が小さくなると、 $\tau_{0 \max}/\rho g H$ の値は線形理論によるものよりも大きくなり、増加の割合が大きくなる傾向を示すことが言える。

なお、理論値と実験値との差が生じた原因の一つとして、圧力勾配の補正方法の問題が考えられる。すなわち、線形理論における圧力勾配補正係数は、式（3.3.5）からわかるように、波の周期と plate 厚さのみによって一意的に決まるが、流れ関数理論を用いる場合には、圧力勾配補正係数は波の位相によって値が変化するので、 $\tau_{0 \max}$ の生じる位相における圧力勾配補正係数と F_{\max} の生じる位相における値は異なると予想される。したがって、 $\tau_{0 \max}$ と F_{\max} が同じ位相において生じると仮定して導かれた式（3.3.8）の関数を用いて実験値を処理したために、理論値と実験値との不一致が生じたものと思われる。この不一致の原因を除去するためには、式（3.3.6）を用いて、圧力勾配の影響を波の各位相において直接除去する方法が考えられる。

図3.3.9 の検討結果からわかるように、波により水底斜面上に作用する摩擦力は、微小振幅波理論では説明できない特性を有し、波の有限振幅性を考慮した Dean の流れ関数表示による理論を用いることによって、ある程度説明できることがわかった。

(b) 水粒子速度および底面摩擦応力の位相変化

波動場のように流速変動が時間的に変化する場では、流速変動に応じて底面に作用する摩擦応力も時間的に変化する。したがって、底質の移動を考える場合、底面摩擦応力の時間変動を正しく評価する必要がある。ここでは、斜面上の波動場における底面近傍の水粒子速度および底面摩擦応力の波の 1 周期間に

おける変動傾向を調べ、波の shoaling に伴ってその変動傾向がどのように変化するかについて検討した。

図3.3.10および図3.3.11は shear plate を用いた場合の水位変動および底面摩擦応力（圧力勾配の補正をしない値）の時間的変化の1例である。また、図3.3.12(a), (b)は勾配 $1/5$ の斜面上の砕波前の場所における水粒子速度および底面摩擦応力の時間的変化を示す1例であり、熱膜型センサーを用いて測定した結果である。ここに示していない結果および shear plate を用いて測定した結果をも含めて考察すると、次のようなことが言える。①底面摩擦応力の無次元量 $\tau_0 / \rho g H$ (H : 波高, ρ : 水の密度, g : 重力加速度) の1周期間における時間的変化は、砕波点および砕波後の場所でかなり激しくなり、岸方向に生じる摩擦応力は沖方向のそれよりもはるかに大きい値となるが、1周期間における出現時間は短い。この傾向は、沖波波形勾配 H_0/L_0 が大きくなるにつれて顕著になる。②無次元底面摩擦応力の最大値は、砕波点近傍において、線形理論で与えられる値よりも3～5倍程度大きくなり、砕波によって混入した空気が底面近傍にまで十分達しない範囲の砕波帯内ではさらに大きい値となる。④斜面勾配が $1/30$ の場合の結果は、 $1/5$ の場合の結果に比べてとくに冲向き成分の時間的変化に特徴が見い出された。すなわち、水粒子速度および底面摩擦応力の冲向きの成分は岸向きに比較して変動が一定で継続時間が長くなる。

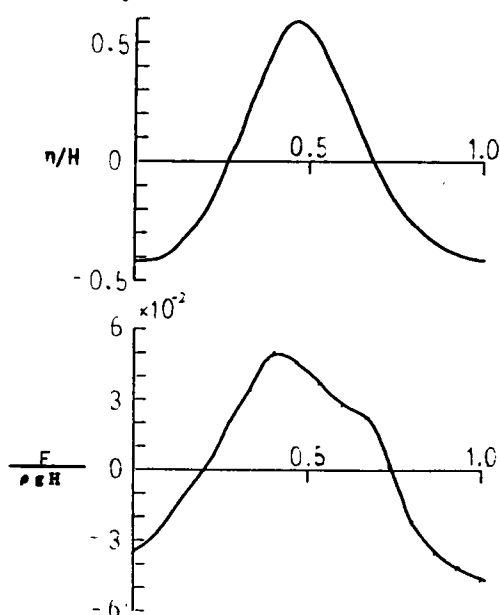


図 3.3.10 水位変動および底面摩擦
応力（斜面勾配 $1/10$ ）

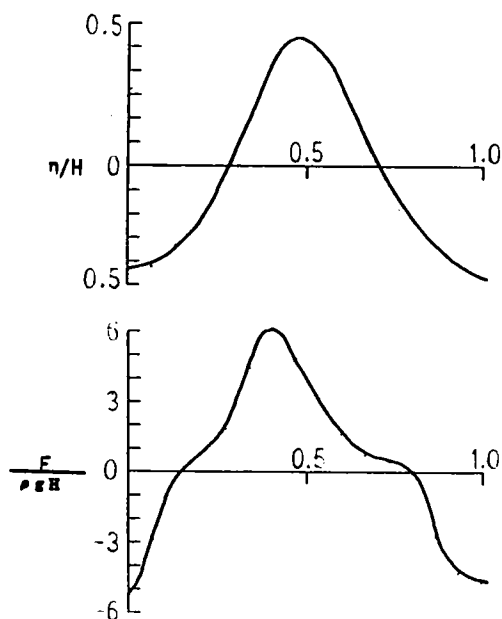


図 3.3.11 水位変動および底面摩擦
応力（斜面勾配 $1/30$ ）

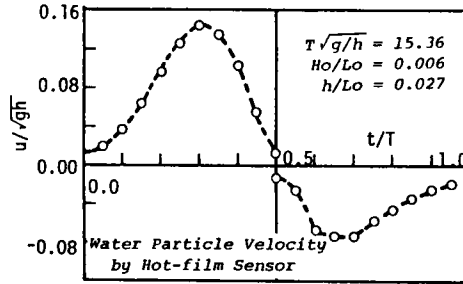


図3.3.12 (a) 水粒子速度の時間的変化
の1例 (斜面勾配1/5)

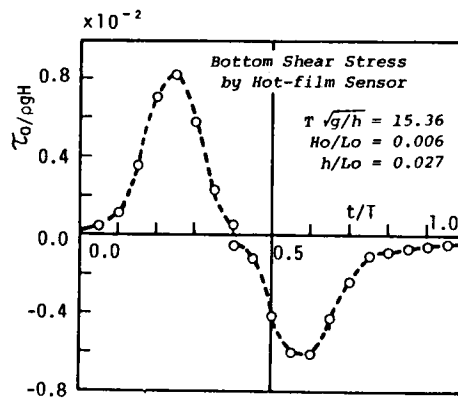


図3.3.12 (b) 底面摩擦応力の時間的変化
の1例 (斜面勾配1/5)

(c) 水粒子速度の岸沖方向成分の割合

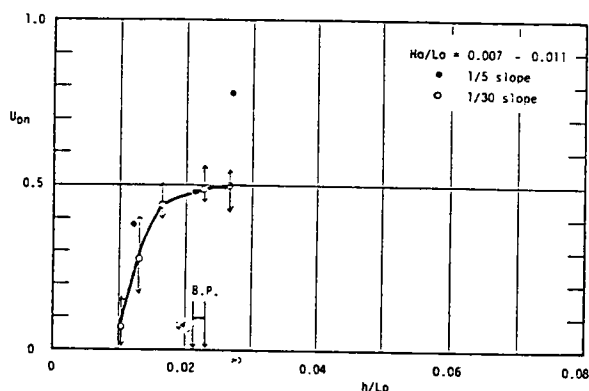
記録の1周期間における水粒子速度ベクトルの絶対値を岸方向、沖方向に区別し、水粒子速度の2乗値の岸方向成分の大きさを調べるために、各位相での水粒子速度の2乗値の総和に対する比をとって、次のように U_{on} を定義する。

$$U_{on} = \Sigma (u_{on})^2 / \{ \Sigma (u_{on})^2 + \Sigma (u_{or})^2 \} \quad (3.3.12)$$

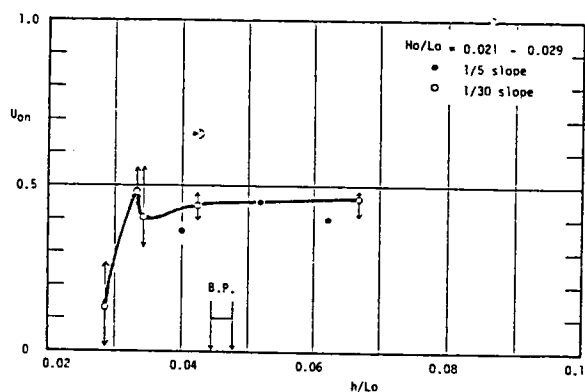
ここに、 u_{on} は水粒子速度ベクトルの岸方向成分であり、 u_{or} は沖方向成

分である。

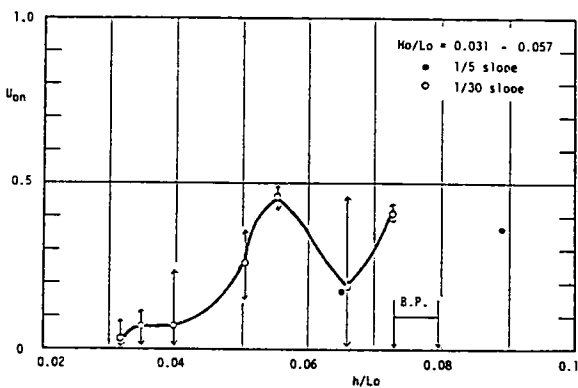
図3.3.13(a), (b), (c)は、熱膜型センサーを用いて測定した U_{on} を縦軸にとり、水深波長比 h/L_0 を横軸にとって沖波波形勾配別に示したものである。図中、●印は斜面勾配が $1/5$ の場合の結果であり、○印は $1/30$ の場合の結果である。また、B.P. は斜面勾配が $1/30$ の場合の碎波点を示している。なお、斜面勾配が $1/5$ の結果のうち、図3.3.13(a)は汀線付近で碎波する波が作用する場合の結果であり、図3.3.13(b)および(c)は碎波直前、碎波点および碎波後のデータを示したもので、それぞれの記号は10波の波の平均値を表わしている。また、 $1/30$ 勾配斜面の結果は10波の平均値とデータの散乱の範囲を矢印で示している。これらの結果より、沖波波形勾配および斜面勾配によらず、 U_{on} は碎波点近くおよび碎波直後のいずれの場所でも 0.5 より小さい値となり、さらに水深が浅くなると急激に減少するという分布傾向を示すことがわかり、一様勾配斜面上の碎波点近傍および碎波帯内における底面近くの水粒子速度は沖方向成分が卓越し、さらに水深が浅くなると岸向き成分はほとんど 0 になると考えられる。また、図3.3.13(a)より、沖波波形勾配の小さい波が作用する場合には、碎波点



(a) $H_0/L_0=0.007\sim0.011$



(b) $H_0/L_0=0.021\sim0.029$



(c) $H_0/L_0=0.031\sim0.057$

図3.3.13 沖波波形勾配による岸向き水粒子速度の2乗値の割合の分布傾向

よりも少し沖側の場所では水粒子速度の岸方向成分が卓越することがわかる。

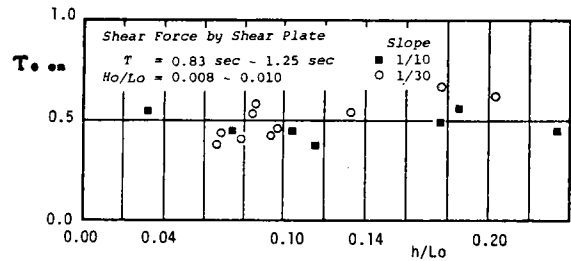
(d) 底面摩擦応力の岸沖方向成分の割合

水粒子速度の岸沖方向成分の割合を検討したのと同じように、ここでも底面摩擦応力の割合について次のような比を定義する。

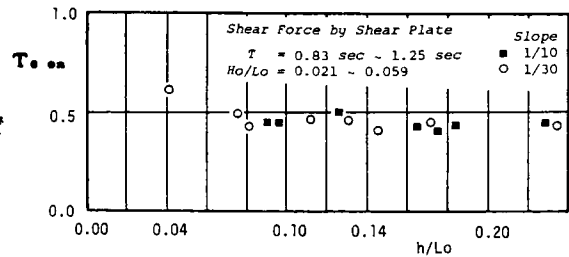
$$T_{o.on} = \Sigma \tau_{o.on} / \{ \Sigma \tau_{o.on} + \Sigma | \tau_{o.off} | \} \quad (3.3.13)$$

ここに、 $\tau_{o.on}$ は底面摩擦応力ベクトルの岸方向成分であり、 $\tau_{o.off}$ は沖方向成分である。

図3.3.14(a), (b)は砕波点よりも沖側の領域で、shear plate を用いて測定した底面摩擦応力について $T_{o.on}$ を計算し、 h/L_o を横軸にとって、波形勾配が小さい場合と大きい場合について示したものである。図中、■印は斜面勾配が $1/10$ の場合の結果であり、○印は $1/30$ の場合の結果である。これらの図から、砕波点より沖側では $T_{o.on}$ の値はいずれの場合でも0.5 付近にプロットされていることがわかる。図3.3.14(a)より、斜面勾配が $1/30$ の場合、波形勾配が小さい場合は、 $h/L_o = 0.10$ 付近を中心として摩擦応力の卓越する方向が逆転し、水粒子の運動の方向から考えると、 h/L_o



(a) 沖波波形勾配が小さい場合



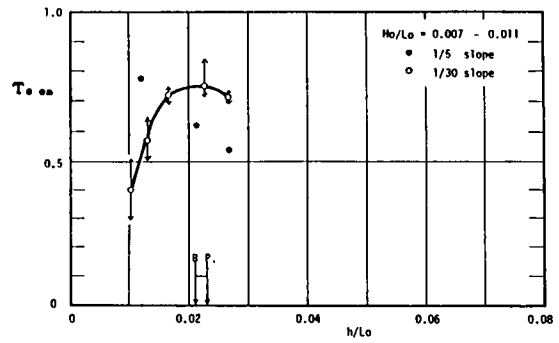
(b) 沖波波形勾配が大きい場合

図3.3.14 岸向き摩擦応力の割合の分布傾向(沖浜領域)

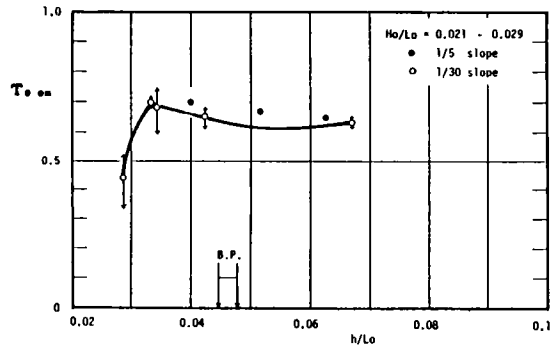
$=0.10$ よりも大きい所では岸方向の運動が卓越し、 $h/L_o = 0.10$ よりも小さくなるにつれて沖方向の運動が卓越して、結局 $h/L_o = 0.10$ 付近では堆積作用が生じることになる。一方、図3.3.14(b)より、大きい波形勾配の場合にもやはり $h/L_o = 0.08 \sim 0.10$ 付近を中心として摩擦応力の卓越する方向が異なり、水粒子の運動の方向から考えると、 $h/L_o = 0.08 \sim 0.10$ 付近では侵食が生じることになる。

図3.3.15(a), (b), (c)は、熱膜型センサーを用いて底面摩擦応力を測定した結果にもとづいて、 $T_{o.on}$ を h/L_o を横軸にとり、沖波波形勾配別に示したも

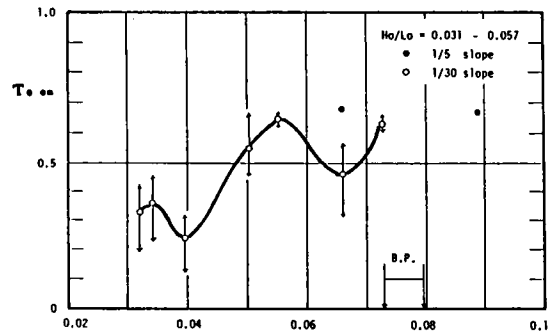
のである。図中の記号および矢印は図3.3.13におけるのと同じである。 $T_{0.0n}$ の場合、沖波波形勾配や斜面勾配によって分布傾向が異なる。すなわち、斜面勾配が $1/5$ の場合には、いずれの波形勾配のときも $T_{0.0n}$ の値は 0.5 より大きく、底面摩擦応力は岸方向成分が卓越する。しかしながら、図3.3.15(a)の黒丸のデータからわかるように、波形勾配が小さい場合には、水深波長比が大きくなるにつれて $T_{0.0n}$ は 0.5 に近づく、すなわち、1周期平均の底面摩擦応力は 0 に近づくという傾向を示している。一方、斜面勾配が $1/30$ の場合には、波形勾配の大小に関係なく、碎波前の領域から碎波直後の場所付近までは $T_{0.0n}$ の値は 0.5 より大きく、碎波帯内では 0.5 よりも小さくなることから、碎波点付近では岸向きの底面摩擦応力が卓越するが、碎波点よりも少し岸側では冲向き成分が卓越するようになり、底面摩擦応力の卓越方向が変化する。この卓越方向が変化する場所は、水粒子の運動の方向から考えると、底質の堆積作用が生じる場所に相当し、しかもこの堆積場所は、沖波波形勾配の大小に関係なく、つねに現われるという結果になる。しかしながら、図3.3.15(c)から、波形勾配が大きい場合には碎波点と碎波後の $h/L_0 = 0.055$ 付近では $T_{0.0n}$ の値が 0.5 よりも大きく、これらの場所の間になる $h/L_0 = 0.065$ 付近では $T_{0.0n}$ の値は 0.5 よりも小さくなり、



(a) $H_0/L_0 = 0.007 \sim 0.011$



(b) $H_0/L_0 = 0.021 \sim 0.029$



(c) $H_0/L_0 = 0.031 \sim 0.057$

図3.3.15 沖波波形勾配による底面摩擦応力の岸向き成分の割合の分布傾向

h/L_0 の値が0.055 よりもさらに小さくなるにつれて T_{0n} の値は0.5よりも小さい値に変化する。言いかえると、波形勾配の大きい波が碎波する場合には、碎波点付近と碎波後の $h/L_0 = 0.055$ の場所近くでは岸向きの底面摩擦応力が卓越するが、碎波直後の $h/L_0 = 0.065$ 付近では沖方向成分が卓越し、 h/L_0 の値が0.055 よりもさらに小さくなると岸向き成分はほとんど0に近づくように思われる。

(e) 水粒子速度と底面摩擦応力との関係

摩擦応力センサーの設置点から鉛直上方に境界層外と思われる4mmの高さに設置した流速センサーの記録から、水粒子速度と底面摩擦応力との関係について、次のようなことがわかった。

斜面勾配が1/5の場合、碎波帯の底面近傍の水粒子の運動は激しく、摩擦応力の測定結果から予想される底面近くの水粒子の運動と流速センサーによって測定した水粒子の運動は一致せず、1周期平均の水粒子速度と摩擦応力の卓越方向はむしろ逆の傾向を示している。一方、斜面勾配が1/30の場合には、ほぼ一致した分布形状を示すが、図3.3.13 および図3.3.15からわかるように、摩擦応力の岸方向成分の卓越する割合は水粒子速度のそれよりもかなり大きい。また、いずれの波形勾配の場合でも、碎波点近傍を含む碎波帯内の水粒子の運動はすべて沖方向が卓越する。底面摩擦応力は碎波直後の場所よりも沖側の領域では岸方向成分が卓越し、岸側の領域では冲向き成分が卓越する。

このように、碎波帯内の水粒子速度の分布傾向は、斜面勾配および沖波波形勾配によって、底面摩擦応力の分布傾向と異なり、流速センサーを用いて測定した境界層外縁付近と考えられる水粒子速度の分布傾向から境界層内の底面近くの水粒子の運動を議論することは問題があるように思われる。

第4節 結 語

本章では、一様勾配斜面上の波動場における底面近傍の流体場特性を明らかにするために、斜面上の波動場における底面近傍の水粒子速度および底面摩擦応力の変動特性を Euler 的な立場から理論的・実験的に検討した。

第1節では、掃流漂砂の移動と密接な関係があると考えられる底面摩擦応力に関する従来の研究について概説した。その中で、底面摩擦応力を算定するには、二通りの方法があり、海底摩擦の機構を根本的に解明するためには波動境界層の解析をする必要があることを述べ、波動境界層に関する従来の研究についても概説した。さらに、波動境界層に関する従来の研究は、境界層外縁主流速度が対称な波形を有する場合に対して論じられているので、その結果のもと

づいて斜面上の波動境界層内の流体場特性を論じるには限界があることを指摘した。

第2節では、波動境界層に関する理論的検討を行った。すなわち、境界層外縁主流速度として、Dean が提唱した流れ関数表示による波動理論から与えられる水粒子速度を用い、層流境界層方程式を解くことにより、境界層外縁の主流速度が任意の形で与えられる場合の境界層内の水粒子速度及び底面摩擦応力の理論式を誘導した。さらに、この理論式にもとづいて、境界層内の水粒子速度および底面摩擦応力の変動特性におよぼす波の有限振幅性の影響を検討した。その結果、底面境界層内の水粒子速度は、波の有限振幅性が増すにつれて、岸向き成分は値が大きく、その出現時間は短くなり、沖向き成分は値が小さく、出現時間は長くなるという変動特性を有し、底面境界層内の流速分布におよぼす波の有限振幅性の影響は、境界層外縁の水粒子速度に支配されることを示した。また、底面摩擦応力と境界層外縁の水粒子速度との位相差は、波の有限振幅性が増すにつれて小さくなる傾向を示し、この結果は Fisher ら²³⁾の実験結果を裏づけるものであることを述べた。さらに、底面摩擦応力の岸向き最大値は、水位変動が最大となる位相よりも先行し、また沖向き成分は境界層外縁の水粒子速度の水平成分が岸向きから沖向きへと変化する位相付近で最大となることなどを示した。以上のような検討結果を示すことにより、波の有限振幅性が大きくなると、対称な波形を有する波動場と異なる変動特性を示す波動境界層が形成されることを明らかにした。

第3節では、一様勾配斜面上の波動場における底面近傍の水粒子速度と底面摩擦応力とを実験により測定し、その結果にもとづいて、斜面上の流体場特性を検討した。その結果、一様勾配斜面上における底面摩擦応力の最大値の無次元量 $\tau_{0\max}/\rho g H$ は、碎波点に近づくにつれて大きくなり、線形理論による値よりも3～5倍程度にもなる。この変動傾向は、微小振幅波理論にもとづく線形理論では説明できないが、波形の非対称性を考慮し得る Deanの流れ関数表示による理論を用いることによってある程度説明できることを示した。また、底面近傍の水粒子速度および底面摩擦応力の波の1周期間における時間変化の実験結果は、第2節で展開した理論にもとづく検討結果と似た変動傾向を示し、斜面上の波動場における流体場特性を検討する場合には、波の有限振幅性を考慮する必要があることを示した。さらに、水粒子速度および底面摩擦応力の岸沖方向成分の割合を斜面上の各場所について調べた結果、水粒子の運動方向や底面摩擦応力の作用方向から、底質の移動特性が推定され、海浜断面における底質の侵食堆積場所を論じることができるとを明らかにした。その中でとく

に、底面から 4 mm の高さという底面にかなり近い場所における水粒子速度の分布傾向は、斜面勾配および沖波波形勾配の大小に関係なく、いずれの場合にも、碎波点近傍を含む碎波帯内ではすべて沖方向が卓越すること、底面摩擦応力は碎波直後の場所を中心として、沖側の領域では岸方向成分が卓越し、岸側の領域では冲向き成分が卓越することを明らかにした。さらに、この結果にもとづいて、碎波帯内の水粒子速度の分布傾向は、底面摩擦応力の分布傾向と異なるので、流速センサーを用いて測定した水粒子速度の分布傾向から、底面近くの水粒子の運動を議論することは問題があることを提起した。

参 考 文 献

- 1) Jonsson, I.G. : Measurements in the turbulent wave boundary layer, Proc. 10th Congress of IAHR, pp.85-92, 1963.
- 2) Jonsson, I.G. : Wave boundary layer, and friction factors, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., pp.127-148, 1966.
- 3) Riedel, H.P., J.W. Kamphuis, and A. Brebner : Measurement of bed shear under waves, Proc. 13th Conf. on Coastal Eng., pp.587-603, 1972.
- 4) Stokes, G.G. : On the effect of the internal friction of fluids on the motion of Pendulums, Trans. Cambridge Phil. Soc., Vol.9, No.2, pp.8-106, 1851.
- 5) Lamb, H. : Hydrodynamics (6th ed.), Cambridge Univ. Press, 738p., 1932.
- 6) Longuet-Higgins, M.S. : Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A, No.903, Vol.245, pp.535-581, 1953.
- 7) Longuet-Higgins, M.S. : The mechanics of the boundary layer near the bottom in a progressive wave, Appendix to a paper by R.C. Russel and J.D.C. Osorio, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., pp.184-193, 1958.
- 8) Kajiura, K. : On the bottom friction in an oscillatory current, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol.42, No.1, pp.147-173, 1964.
- 9) Kajiura, K. : A model of the bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol.46, pp.75-123, 1968.
- 10) Li, H. : Stability of oscillatory laminar flow along a wall, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No.47, 48p., 1954.
- 11) Manohar, M. : Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No.75, 121p., 1955.
- 12) Kalkanis, G. : Turbulent flow near an oscillating wall, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No.97, 36p., 1957.
- 13) Collins, J.I. : Inception of turbulence at the bed under periodic gravity wave, Jour. Geophys. Res., Vol. 68, No.21, pp.6007~6014, 1963.
- 14) Sleath, J.F.A. : Stability of laminar flow at seabed, Proc. ASCE, Vol.100, No.WW2, pp.105-122, 1974.
- 15) Eagleson, P.S. : Laminar damping of oscillatory waves, Proc. ASCE,

Vol.88, No.HY3, pp.155-181, 1962.

- 16) 岩垣雄一・土屋義人・坂井順行：海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(2), 第11回海岸工学講演会講演集, pp. 62-68, 1964.
- 17) Reid, R.O. : Correlation of water level variations with wave forces on a vertical pile for nonperiodic waves, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., pp.749-786, 1957.
- 18) Dean, R.G. : Stream function representation of nonlinear ocean waves. Jour. Geophys. Res., Vol.70, No.18, pp.4561-4572, 1965.
- 19) 岩垣雄一・酒井哲郎：Stream function theoryによる斜面上の砕波の水粒子速度の表現について, 第21回海岸工学講演会論文集, pp.27-32, 1974.
- 20) 日野幹雄・柏柳正之：Wave set-down, set-up および水粒子軌道速度の推定における Dean の流関数法の適用性, 第25回海岸工学講演会論文集, pp.18-22, 1978.
- 21) Schlichting, H. : Boundary Layer Theory, 6th Edition, McGraw-Hill, pp.411-415, 1968.
- 22) 合田良実：波浪の非線形性とその記述パラメーター, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.39-43, 1983.
- 23) Fisher, J., B. Johnson and M.E.McCormick : Time dependent shear stress beneath a shoaling wave, International Sym. on Ocean Wave Measurement and Analysis, Vol.1, pp.799-816, 1974.

第 4 章 一様勾配斜面上の固体粒子の波による運動に関する研究

第 1 節 概 説

第 3 章では、一様勾配斜面上の波動場において、底質移動の直接的要因である底面近傍の水粒子速度や底面摩擦応力がどのような変動特性を有するかを Euler 的に明らかにした。その結果、水粒子速度や底面摩擦応力の分布形状は、波の性質と斜面勾配とによって相違すること、したがって、それにもとづいて底質の移動特性が推定でき、海浜変形の傾向を論じることができることを示した。本章では、第 3 章で明らかにした固定斜面上の波動場における固体粒子の運動を追跡し、その Lagrange 的運動特性にもとづいて波による質量輸送と底質の移動との関係を検討する。

漂砂の方向を決定する要因については、一般に、1) 波による質量輸送と関連づけるもの、2) 砂れんの形成にともなって発生する渦と関連づけるもの、の二つの考え方がある。岸沖漂砂の移動方向は前者の考え方にもとづいて従来より論じられてきており、後述するように、波による質量輸送に関する理論的・実験的研究は数多くある。しかしながら、野田・松原ら¹⁾、および砂村・阪東・堀川ら²⁾は水平床における実験結果にもとづいて、砂れんが存在して浮遊形式で運動する場合の漂砂の移動方向は波の質量輸送と一致しないことを示し、岸沖漂砂は波の質量輸送によって左右されるという前者の考え方は、不十分な想定であると指摘している。砂村ら²⁾は、後者の考え方にもとづいて、乱れの少ない碎波前の砂れん上の真の漂砂量を砂れん背後に形成される渦の形成終了と同時に作られる浮遊砂雲の中に含まれる砂の量と関連づけた。砂村らの結果は、水平床で粒径 0.2 mm という実験条件であるために、傾斜海浜の粒径の異なる場合に適用できるかどうかの疑問は残るものの、計算値と実験値はよく一致している。

岸沖漂砂の移動方向に関するその他の研究としては、Rector(1954)³⁾ 及び Dean(1973)⁴⁾の研究がある。Rector³⁾は、初期一様勾配が 1/10, 1/15, 1/20 および 1/30 の模型海浜に $H_0/L_0 = 0.007 \sim 0.045$ の範囲の 5 種類の波を作用させて実験を行い、実験結果にもとづいて次の関係を求めている。

$$d_{50}/L_0 \begin{cases} < 0.0146 (H_0/L_0)^{1.25} & \cdots \cdots \text{沖向き} \\ > & \cdots \cdots \text{岸向き} \end{cases} \quad (4.1.1)$$

ただし、この関係式を導く過程において、海浜勾配はパラメーターとして導入されていない。ここに、 d_{s0} は中央粒径、 H_0 は沖波波高、 L_0 は沖波波長である。また、Dean⁴⁾ は、波の周期に対して粒子の沈降時間が短い場合には、粒子の移動方向は岸向き流速に支配され、沈降時間が長い場合には粒子は沖方向に移動するという浮遊粒子の挙動を実験によって見出し、底質粒子の無次元沈降速度 $\pi w_0 / g T$ (w_0 : 沈降速度、 T : 波の周期、 g : 重力加速度) が底質の移動方向を支配する重要な因子であると考え、次のような関係を求めた。

$$H_0 / L_0 \begin{cases} < \\ > \end{cases} 1.7 \pi w_0 / g T \quad \begin{matrix} \cdots \cdots \text{沖向き} \\ \cdots \cdots \text{岸向き} \end{matrix} \quad (4.1.2)$$

ただし、上式右辺の係数 1.7 は実験定数である。

以上のように、岸沖漂砂の移動方向は移動形態によって異なり一律には論じがたく、移動方向を支配する量は何であるかという問題に対する十分な答は現在のところ得られていない。しかしながら、漂砂の移動方向が波の質量輸送と一致しないという野田らの指摘は、底質が浮遊状態で輸送される場合の底質の移動方向と底面境界層内の質量輸送との関係について言及したものであると考えられ、このような場合には質量輸送の鉛直分布を明らかにする必要がある。

底質の輸送現象に及ぼす波による質量輸送の効果は次のように考えることができる。すなわち、波の作用によって往復運動を行う底質が、非常に輸送されやすい状態になっていたり、浮遊の状態になっていると、質量輸送のようにたとえ 2 次的な微弱な流れであっても、底質は流れの方向に輸送されると考えられる。また、底質が移動して海浜が侵食されたり、逆に堆積するのは、底質の移動量の波の 1 周期における平均値が場所的に異なるからであり、海浜の変形機構を明らかにするためには海浜断面に沿う質量輸送の場所的分布を知る必要がある。

したがって、漂砂の移動機構を解明するためには、波による質量輸送の問題を明らかにするとともに、波による質量輸送と底質の移動量との関係を明らかにすることが重要となる。以下、進行波による質量輸送速度に関する従来の研究について概説する。

波の有限振幅性を考慮すると、水粒子の平均位置は波の 1 周期において元の位置に戻らず、波の進行方向に前進する。この波の非線形効果を取り上げ、理論的に考察したのは Stokes(1847)⁵⁾ が最初である。Stokes が導いたのは、無限長さの水平床という条件での非回転非粘性の波の質量輸送速度であり、波速の定義に依存して次式のようにあらわされる。

ストークスの波速の第一定義：

$$\bar{U} = \left\{ \frac{\pi H}{T} \right\} \left\{ \frac{\pi H}{L} \right\} \frac{\cosh 2k(h+z)}{2 \sinh^2 kh} \quad (4.1.3)$$

ストークスの波速の第二定義：

$$\bar{U} = \left\{ \frac{\pi H}{T} \right\} \left\{ \frac{\pi H}{L} \right\} \left\{ \frac{\cosh 2k(h+z)}{2 \sinh^2 kh} - \frac{\coth kh}{2kh} \right\} \quad (4.1.4)$$

ここに、 \bar{U} は波の質量輸送速度、 H は波高、 $k = 2\pi/L$ 、 z は静水面を0として上方に正とした鉛直座標である。上式で表わされる質量輸送の方向は、波速の第一定義によると水表面から底部までつねに波の進行方向となり、第二定義によると全水深を通じての全質量輸送は存在しない。2次元の実験水槽におけるように、有限領域を進行する波の場合には、質量の連続関係から波の進行方向へ輸送される水量だけ沖のほうに戻る必要があるので、 $\int_{-h}^0 \bar{U} dz = 0$ の条件が成立しなければならない。また、粘性のために水底 $z = -h$ では水粒子速度は0であり、したがって \bar{U} も0でなければならない。Longuet-Higgins(1953)⁶⁾は流体粘性を考慮して境界層理論を適用し、有限長さの水槽における問題を取扱った。Longuet-Higginsが導いたのは、運動方程式において非線形の加速度項が粘性項に比較して無視できる場合の粘性効果による質量輸送速度であり、次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \bar{U} = & \left\{ \frac{\pi H}{T} \right\} \left\{ \frac{\pi H}{L} \right\} \frac{1}{4 \sinh^2 kh} \left[\cosh 2kh \left\{ \frac{z}{h} + 1 \right\} + 3 + kh \left\{ 3 \left\{ \frac{z}{h} \right\}^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + 4 \left\{ \frac{z}{h} \right\} + 1 \right\} \sinh 2kh + 3 \left\{ \frac{\sinh 2kh}{3kh} + \frac{3}{2} \right\} \left\{ \frac{z^2}{h^2} - 1 \right\} \right] \quad (4.1.5) \end{aligned}$$

図4.1.1は式(4.1.3)～(4.1.5)で表わされる \bar{U} の鉛直分布を示したものである。式(4.1.5)で表わされる \bar{U} の鉛直分布には二つの大きな特徴がみられる。すなわち、進行波の場合、(1) いずれの水深においても、境界層内の質量輸送速度は波の進行方向と一致し、(2) 水深の中央部付近に波の進行方向と逆の質量輸送がある。なお式(4.1.5)にもとづいて海底における質量輸送速度を求めると、次のように表わされる。

$$\bar{U}_{z=-h} = \frac{5}{4} \left\{ \frac{\pi H}{T} \right\} \left\{ \frac{\pi H}{L} \right\} \frac{1}{\sinh^2 kh} \quad (4.1.6)$$

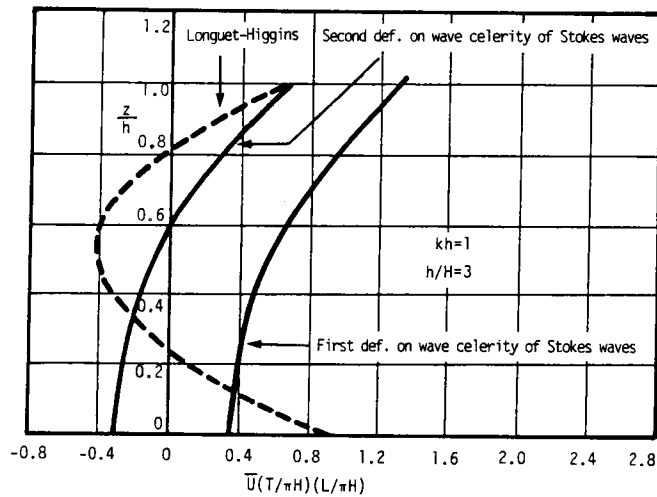


図 4.1.1 質量輸送速度の鉛直分布 (土屋らより)⁷⁾

進行波の質量輸送に関するその他の理論的研究としては, Mei et al (1972)⁸⁾, Sleath(1972)⁹⁾, Wang and Liang(1975)¹⁰⁾ をはじめとして数多くの研究があるが, それらのほとんどは水平床の場合を対象としており, 質量輸送速度の分布は kh が小さくなると十分な精度で予測できず, 傾向を示す程度であれば Longuet-Higgins による解で事足りるというのが現状である。

他方, 実験的研究としては, Russel and Orsorio(1957)¹¹⁾, Mei et al(1972)⁸⁾, Bijker et al(1974)¹²⁾, 平山(1979)¹³⁾, 土屋ら(1980)¹⁴⁾, Wang et al(1982)¹⁵⁾ らの研究をはじめとして数多くある。水平床で行った Russel and Orsorio¹¹⁾ の研究によると, $0.72 < kh < 1.5$ の範囲では Longuet-Higgins による式と実験値はよく一致するが, $2.1 < kh$ の深い領域では一致せず, むしろ Stokes の式の方がよく一致することを明らかにしている。このことは, 質量輸送に対する粘性の効果は深海ではほとんどないが, 浅海では影響することを示している。Bijker et al¹²⁾ は, 境界層外縁主流速度の流速振幅を, 波の伝播方向の距離の関数として導入することにより, 波の Shoaling 効果を考慮し, Longuet-Higgins の理論解を修正して, 斜面上の質量輸送速度を表わす式を示した。さらに, 理論値の妥当性と質量輸送速度に及ぼす底面粗度の影響を検討するために実験を行った。粒径 5 mm の中立粒子を用いた実験によって得られた結果によると, 理論値は実験値よりもかなり大きくなること, 傾斜底面が滑らかな状態から砂をにかわづけにした状態, さらに長さが高さが 8 cm および 1.8 cm の対称リップルへと底面粗度が増大するにつれて, 質量輸送速度は Longuet-Higgins の理論値より小さくなり, とくに底面近傍でその傾向が著しくなることが示されている。Wang et al¹⁵⁾ は碎波点

における質量輸送速度の鉛直分布を明らかにした。実験方法の制約のため底面から約 7 mm の高さまでの値は得られていないが、砕波点における質量輸送速度の鉛直分布は表面と底面近傍では岸向き、水深の中央部では冲向きという Longuet-Higgins の理論解と同様の傾向を示し、質量輸送速度が冲向きとなる部分は Longuet-Higgins の場合よりもかなり一様な分布となる。この鉛直分布は砕波形式にかかわらず同様の分布形状となり、質量輸送速度が冲向きとなる部分は底質の沖方向への移動に重要な役割を果たすと考えられることなどが明らかになった。

進行波による質量輸送速度に関する研究の現状は概略以上のものである。海岸工学上問題となる漂砂現象は主として砕波帯において生ずることから、波による質量輸送の問題を海浜変形との関係において論じる場合には、砕波点近傍および砕波帯における質量輸送の分布特性を明らかにする必要がある。しかしながら、これまでの研究からもわかるように、波が浅海域を伝播するにつれて、波の非線形性が増大する場合には、理論的取扱いが困難となり、理論値と実験値は一致しない。さらに、砕波後のいわゆる砕波帯における流体場には、強い戻り流れや乱れが存在し、波の性質だけでなく流れの性質をも含んでおり、非常に複雑な流体場であるために、理論的取扱いが一層困難である。

この章では、水の比重にほぼ等しいポリスチレン粒子と砂の比重に近いガラス粒子をトレーサーとして、粒径が比較的大きいガラス粒子の運動特性を波動場の特性との関係から明らかにする目的で行うものであり、とくに波の 1 周期間における正味の移動速度について検討するとともに、波動場でのポリスチレン粒子およびガラス粒子の net の移動速度と移動方向とから岸沖方向の掃流漂砂の移動機構を論じ、移動床模型海浜の断面変化過程との関係を説明することを試みる。

第 2 節 波による固体粒子の運動に関する実験

実験は底面が滑らかな場合と粗い場合の 2 種類の底面状態について行った。前者は、第 3 章において検討したように、斜面上の波動場の特性に関する研究の多くが滑斜面上におけるものであることから、これまで明らかにされている滑らかな斜面上における波動場での固体粒子の運動特性を検討するためのものである。

(1) 実験装置および実験方法

(a) 滑らかな斜面上における場合

実験は、長さ 30 m、幅 50 cm、深さ 75 cm の片面ガラス張り水槽の中にアルミ製の斜面を設置して行った。波高は、容量式波高計を一樣水深部に 1 台、固体粒子を底面上に押出す斜面上の点に 1 台設置して測定した。

トレーサー粒子であるガラス粒子とポリスチレン粒子は、図 4.2.1 に示すよ

うな構造の定速度粒子押出装置によって、斜面上に同時に 0.05cm/sec の速度で押出されるようにした。

本実験に使用したガラス粒子は、市販のガラス粒子をマイクロメータを用いて、ほぼ粒径が同じでかつ球形のものを選出し、それにペイントを塗って色分けした。また、ポリスチレン粒子も市販のものを用いて、ガラス粒子と同様にペイントで色分けした。これらの粒子に関する特性は表4.2.1に示すようである。

次に実験方法について述べる。

本実験に用いた斜面は、勾配が $1/10$ と $1/20$ の2種類であり、表4.2.2に示すような条件の波を作用させ、押出装置によってガラス粒子とポリスチレン粒子を同時に底面上に押出し、16ミリフィルムカメラを用いてそれらの粒子の動きを撮影した。なお、粒子を押出す1対の孔は、波の進行方向に約40cm間隔に底面にあけられている。

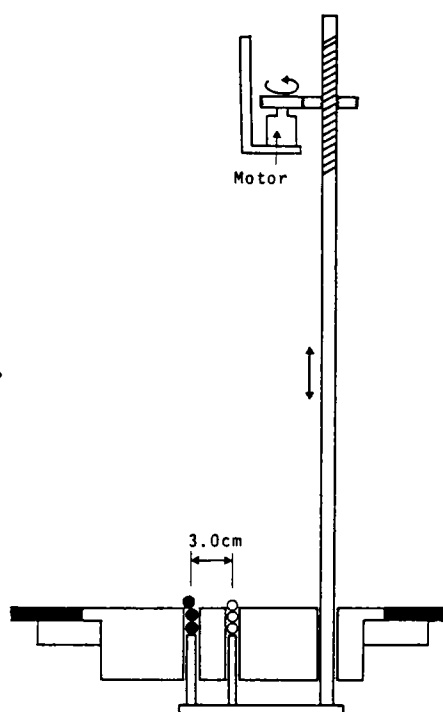


図4.2.1 定速度粒子押出装置

表4.2.1 トレーサー粒子の特性

No.	Material	Mean Diameter (cm)	Fall Velocity (cm/sec)	Specific Gravity	Reynolds No. on Slope ($Vs \cdot d/\nu$)
1	Polystyrene	0.324	3.58	1.03	24
2	Glass	0.230	25.9	2.23	103
3	Glass	0.300	34.2	2.35	174
4	Glass	0.414	42.5	2.47	206
5	Glass	0.491	48.4	2.49	392

表4.2.2 実験条件（滑らかな斜面の場合）

Run No.	Wave Height H_0 (cm)	Wave Period T (sec)	Depth (uniform) h_0 (cm)	Depth (on slope) h (cm)	Wave Steepness H_0/L_0	Slope
1	2.27 ~ 2.78	1.83 ~ 1.80	40.0	6.00 ~ 32.0	0.004 ~ 0.005	1/10
2	5.69 ~ 6.60	1.40 ~ 1.42	40.0	6.00 ~ 32.0	0.020 ~ 0.023	1/10
3	7.77 ~ 8.37	1.10 ~ 1.12	40.0	6.00 ~ 32.0	0.044 ~ 0.048	1/10
4	2.73 ~ 3.02	1.68 ~ 1.70	40.0	1.90 ~ 30.5	0.006 ~ 0.007	1/20
5	5.97 ~ 6.88	1.41 ~ 1.43	40.0	1.90 ~ 30.5	0.021 ~ 0.024	1/20
6	8.09 ~ 8.94	1.10 ~ 1.12	40.0	1.90 ~ 30.5	0.046 ~ 0.050	1/20

粒子の撮影は、約24コマ/sec の速度で行い、時間間隔の決定は、トレーサー粒子の動きと同時に撮影したストップウォッチの時間から求めた。また、カメラ誤差をできる限り少なくするために、カメラの奥行方向には、粒子が押出される孔の中心から $\pm 1.5\text{cm}$ の間隔を保ってマジックで線を引き、その線を越えて運動する粒子はデータとして採用しなかった。この範囲におけるカメラの撮影誤差は3~4%程度であった。

(b) 粗い固定斜面上における場合

実験は、長さ30m、幅50cm、深さ75cmの片面ガラス張り水槽の中に粗い固定斜面を設置して行った。粗い固定斜面は、市販の粒径 3.0mm のガラス粒子を厚さ 3mm の鉄板製斜面全域にわたり接着剤（工業用アロンアルファ）ではりつけたものである。トレーサー粒子を押出す装置およびトレーサー粒子の特性は滑らかな斜面上における場合と同様である。

本実験に用いた斜面の勾配は 1/20 であり、表4.2.3に示すような波の条件および測定水深における固体粒子の運動を撮影した。撮影速度は約32コマ/secである。その他の実験方法については滑らかな斜面上における場合と同様である。

表4.2.3 実験条件（粗い斜面の場合）

Run No.	Wave Height H_0 (cm)	Wave Period T (sec)	Depth (uniform) h_0 (cm)	Depth (on slope) h (cm)	Wave Steepness H_0/L_0	Slope
1	2.80 3.26	1.66 1.70	40.0	0.0 29.2	0.006 0.007	1/20
2	6.42 7.04	1.40 1.44	40.0	0.0 29.2	0.021 0.022	1/20
3	9.16 9.72	1.10 1.14	40.0	0.0 29.2	0.047 0.050	1/20

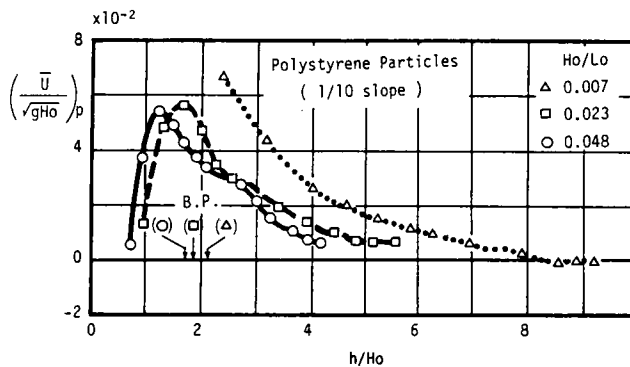
(2) 解析方法

波の1周期間におけるトレーサー粒子の移動距離は、粒子を押出す孔を中心として岸沖方向にそれぞれ10cmの範囲の底面上を運動する粒子の移動距離をフィルムモーションアナライザー (Motion Analyzer 160, NAC) を用いて、波の1周期ごとにフィルムから読取った。読取った移動距離を波の周期で割ることにより、固体粒子の波の1周期間における net の移動速度とした。なお、得られた net の移動速度は、15~20 のデータの平均値である。

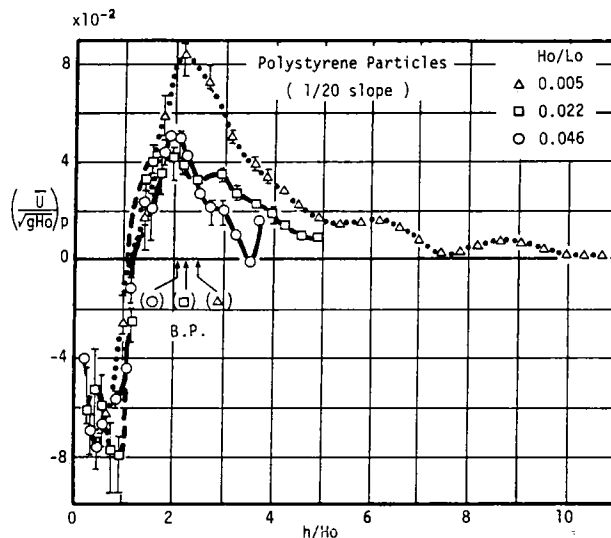
(3) 実験結果および考察

(a) 滑らかな斜面上における固体粒子の運動特性

図4.2.2は底面に沿って運動するポリスチレン粒子の波の1周期間の net の移動速度 \bar{U} を重力加速度と沖波波高 H_o を用いて無次元化し、水深沖波波高比



(a) 斜面勾配1/10

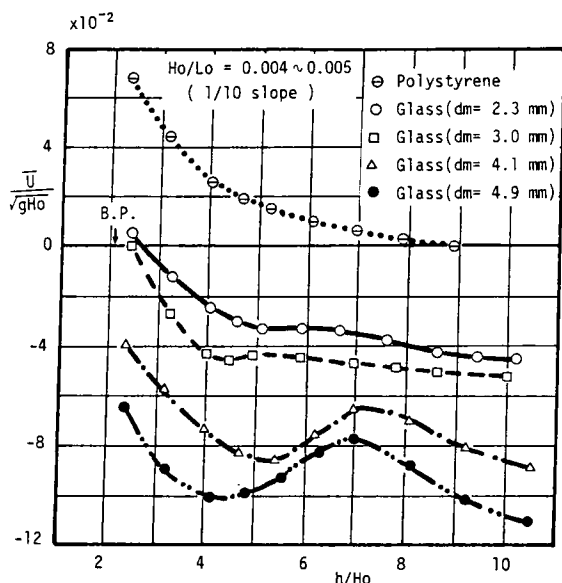


(b) 斜面勾配1/20

図4.2.2 ポリスチレン粒子のnetの移動速度の
場所的分布 (滑らかな斜面上)

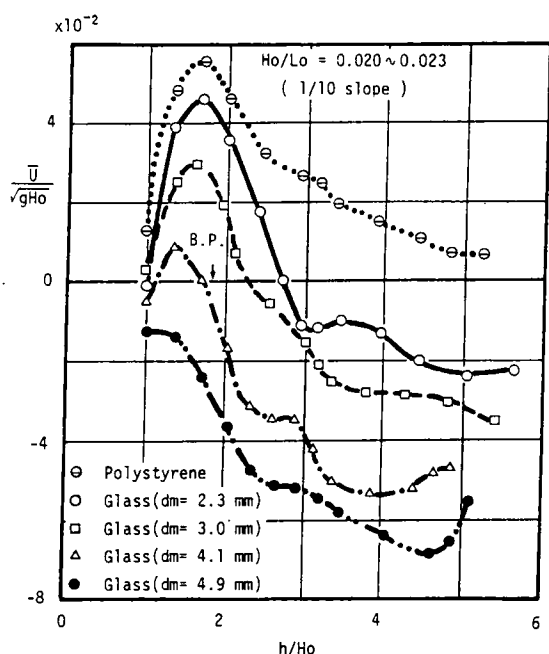
h/H_0 との関係で示したものであり、(a) が斜面勾配 1/10 の場合、(b) が 1/20 の場合の結果で、それぞれ 3 種類の沖波波形勾配に対して示してある。これらの結果から、比重が 1.03 のポリスチレン粒子は、勾配が 1/10 の場合には波形勾配に関係なくほとんど岸方向に輸送され、砕波点よりも少し岸側で移動速度が最大を示す。斜面勾配が 1/20 の場合も、波形勾配に関係なく 1/10 斜面勾配の場合と同様な傾向を示すが、ただ $h/H_0 < 1.25$ の浅い場所では沖方向に輸送される。

図 4.2.3 は 1/10 勾配斜面におけるガラス粒子の net の移動速度の分布に及ぼす粒径の影響を沖波波形勾配別に示したものであり、図 4.2.4 は 1/20 勾配斜面の場合の結果を示している。なお、図中にはポリスチレン粒子の結果も示している。これらの図からわかることは、粒径が大きくなるほど移動速度の岸方向成分の値が小さくなり、沖方向成分の値が増加する。さらに、波形勾配が大きくなると、粒径の増大とともに移動速度の最大点が砕波点よりも少し岸側へ移っていくようである。また、移動速度が 0 となる場所すなわち Eagleson¹⁵⁾ のいう “null point” は、岸向き速度が存在する場合には一般に 2 カ所現われ、そのうちの沖側の場所は粒径が小さくなるほど深い場所へ移動し、岸側の場所はわずかながら逆に浅い方へ移動することがわかる。

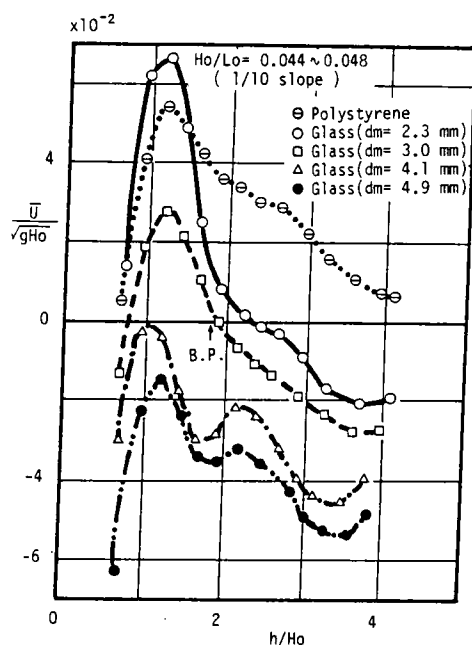


(a) $H_0/L_0 = 0.004 \sim 0.005$

図 4.2.3 固体粒子の net の移動速度の場所的分布 (滑らかな 1/10 勾配斜面の場合)



(b) $H_0/L_0 = 0.020 \sim 0.023$



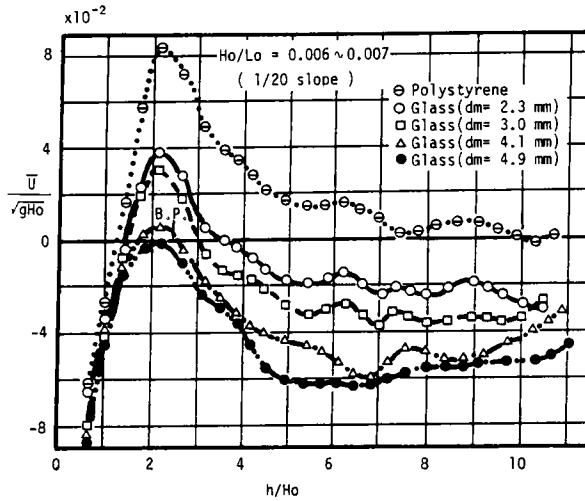
(c) $H_0/L_0 = 0.044 \sim 0.048$

図4.2.3 固体粒子のnetの移動速度の場所的分布(滑らかな1/10勾配斜面の場合)

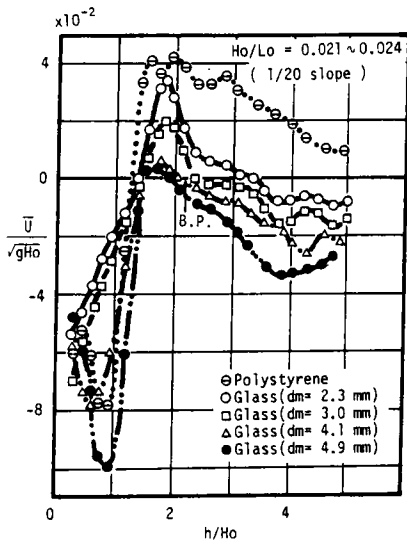
図4.2.5 および図4.2.6 は無次元平均移動速度に及ぼす波形勾配の影響を斜面勾配別に示したもので、前者は粒径が 2.3mm のガラス粒子の場合の結果であり、後者は粒径が 3.0mm のガラス粒子の場合の結果である。分布形状は斜面勾配や波形勾配によらず同じ形を示すが、二つの null point は波形勾配の増大とともに岸側へ移動するようである。また、岸向き移動速度が最大となる場所は、いずれの粒径の場合でも、1/10斜面勾配において浅い所となる。

図4.2.7 は二つの null point のうちの岸側の null point が現われる水深 h を碎波水深 h_b で無次元化し、沖波波形勾配との関係で粒径別に示したものである。斜面勾配が 1/10 の場合には得られたデータが少ないために十分な検討ができないが、この図から次のようなことが考えられる。 h/h_b の値は沖波波形勾配および粒径によって顕著な影響を受けないが、斜面勾配による影響は著しい。すなわち、 h/h_b の値は斜面勾配が 1/20 の場合には沖波波形勾配および粒径によらず 0.66~0.86 となるが、斜面勾配が 1/10 の場合には 0.42~0.55 となり、岸側の null point が現われる水深は斜面勾配が急な場合ほど碎波水深よりも岸側に近い場所となる。

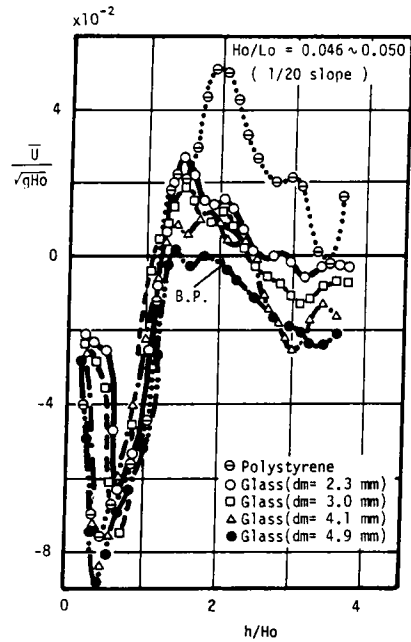
次に、波による質量輸送速度と底質の平均移動速度との関係を明らかにするために、ポリスチレン粒子の平均移動速度とガラス粒子の平均移動速度との関係を検討する。



(a) $H_0/L_0 = 0.006 \sim 0.007$

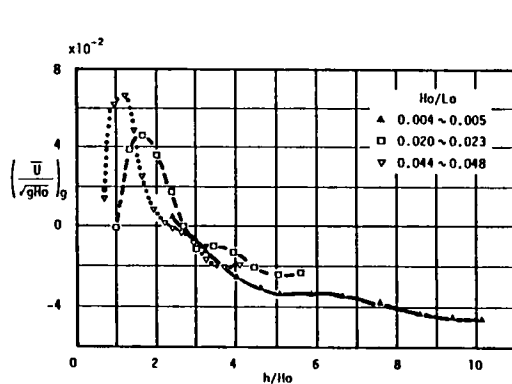


(b) $H_0/L_0 = 0.021 \sim 0.024$

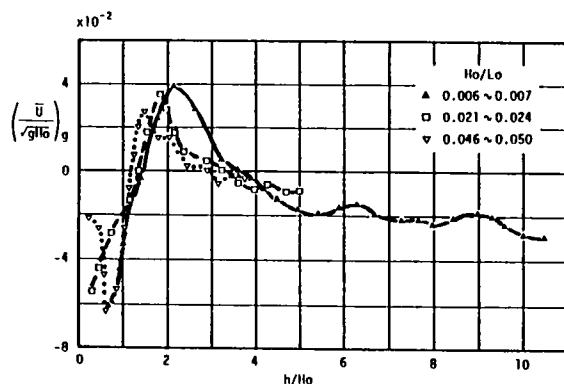


(c) $H_0/L_0 = 0.046 \sim 0.050$

図4.2.4 固体粒子の net の移動速度の場所的分布
(滑らかな1/20勾配斜面の場合)

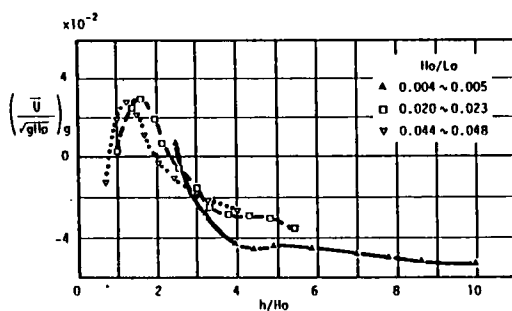


(a) 斜面勾配1/10 (滑面)

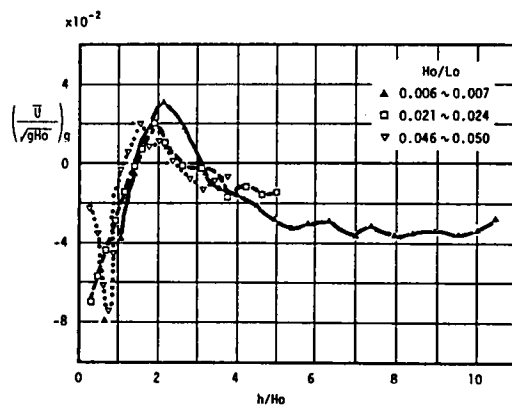


(b) 斜面勾配1/20 (滑面)

図4.2.5 無次元平均移動速度の分布に及ぼす
波形勾配の影響 ($dm = 2.3$ mm)



(a) 斜面勾配1/10 (滑面)



(b) 斜面勾配1/20 (滑面)

図4.2.6 無次元平均移動速度の分布に及ぼす
波形勾配の影響 ($dm = 3.0$ mm)

図4.2.8 は1/20勾配斜面の場合のガラス粒子の net の移動速度とポリスチレン粒子のそれとの関係を、例として2.3mmと4.9mmの粒径に対して示したものである。図4.2.4 からわかるように、 $h/H_0 \approx 2.0$ を中心として移動速度の分布が異なるので、 $h/H_0 \leq 2.0$ の場所と $2.0 < h/H_0$ とに分けて検討した。図中、記号の周囲に棒を付けて、沖波波形勾配の区別を示した。すなわち、記号の周囲に棒のないデータは $H_0/L_0 = 0.006 \sim 0.007$ に関するものであり、鉛直方向に棒を付けたデータは $H_0/L_0 = 0.021 \sim 0.024$ ，水平方向に棒をつけたデータは $H_0/L_0 = 0.046 \sim 0.050$ に関するデータであることをそれぞれ示している。また、図中の直線は最小2乗法によって決定した両者の関係であり、破線は $h/H_0 \leq 2.0$ のデータ、実線は $2.0 < h/H_0$ のデータによるものである。

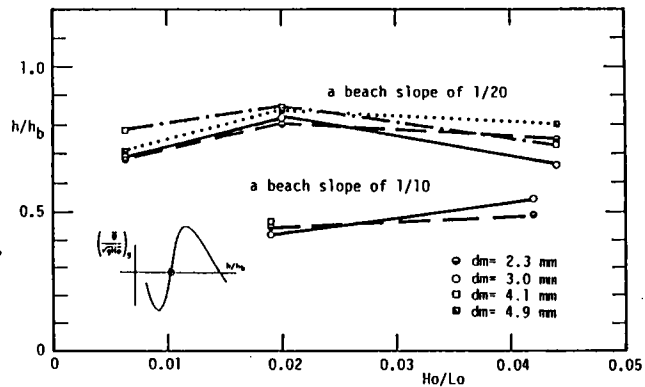
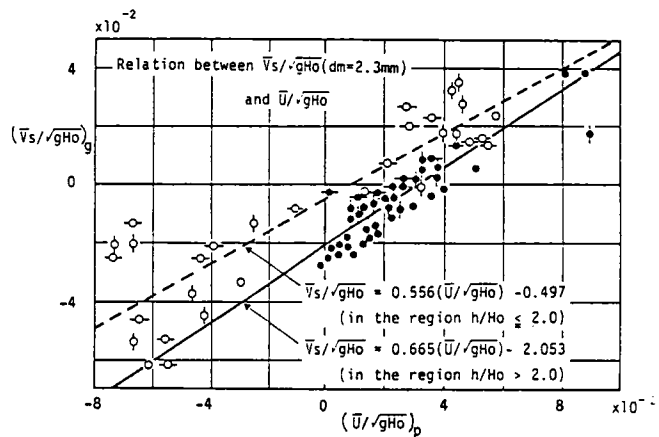
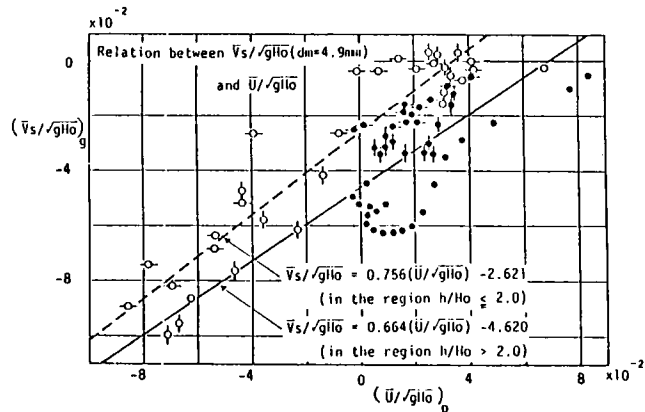


図4.2.7 Null pointの現われる水深と H_0/L_0 との関係 (滑面)



(a) ガラス粒径 $dm=2.3mm$ の場合



(b) ガラス粒径 $dm=4.9mm$ の場合

図4.2.8 ガラス粒子のnetの移動速度とポリスチレン粒子のnetの移動速度の関係(1/20勾配滑斜面)

ガラス粒子の net の移動速度 $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_g$ とポリスチレン粒子のそれ $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_p$ との間に、 $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_g = a(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_p - b$ なる関係があるとした場合の定数 a 、 b の値を表 4.2.4 および 4.2.5 に示す。これらの結果から、 $2.0 < h/H_0$ の場所における $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_g$ と $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_p$ の関係は非常に特徴的であり、かつ興味深い。すなわち表 4.2.5 でわかるように、 $2.0 < h/H_0$ の場所におけるガラス粒子の net の無次元移動速度は、粒径によらずポリスチレン粒子の移動速度を約 2/3 倍してある一定値を差引いた値であることである。一方、 $h/H_0 \leq 2.0$ の場所では、このような明確な関係は見出せない。

なお、斜面勾配が 1/10 の場合についても、 $h/H_0 \leq 1.8$ の場所を基準にして検討したのであるが、 $h/H_0 \leq 1.8$ の場所におけるデータ数が 8 ケースしかないため議論し得る結果は得られなかった。一方、 $1.8 < h/H_0$ の場所では、表 4.2.6 に示すような直線関係が得られた。

(b) 粗い固定斜面上における固体粒子の運動特性

図 4.2.9 は底面に沿って運動するポリスチレン粒子の波の 1 周期間の net の移動速度 \bar{U} を重力加速度と沖波波高 H_0 を用いて無次元化し、水深沖波波高比 h/H_0 との関係で 3 種類の沖波波形勾配に対して示したものである。図中の記号 B.P. は波高が最大となる場所であり、縦軸のプラスの値は向岸方向を意味している。この結果から次のようなことがわかる。比重が 1.03 のポリスチレン粒子は $h/H_0 = 1.20 \sim 1.45$ の場所を中心として粒子の移動方向が異なり、沖側の場所ではいたるところ岸向きとなり、岸側の場所では冲向きとなる。 $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_p$ の値は砕波点よりも少し沖側の場所で急に大きくなり、砕波後は急減する。この傾向は沖波波形勾配に関係なく同様の傾向

表 4.2.4

a 、 b の値； $h/H_0 \leq 2.0$
(1/20 滑斜面)

d_m (mm)	a	b
2.3	0.556	0.497
3.0	0.542	0.893
4.1	0.617	1.831
4.9	0.756	2.621

表 4.2.5

a 、 b の値； $h/H_0 > 2.0$
(1/20 滑斜面)

d_m (mm)	a	b
2.3	0.665	2.053
3.0	0.676	2.874
4.1	0.660	3.877
4.9	0.664	4.620

表 4.2.6

a 、 b の値； $h/H_0 > 1.8$
(1/10 滑斜面)

d_m (mm)	a	b
2.3	1.018	3.676
3.0	1.111	4.643
4.1	0.869	7.122
4.9	0.756	8.360

を示す。また、 h/H_0 の値が小さい場所における移動方向はいずれの波形勾配の場合にも岸向きとなる。 $h/H_0 = 0$ となる静水時での汀線における net の移動速度は、 $H_0/L_0 = 0.007$ の場合には 0 であるが、 H_0/L_0 の値が大きくなるにつれて岸向きとなり、net の移動速度の無次元量の値は大きくなる。さらに、 H_0/L_0 の値が大きくなると、 $h/H_0 = 0.05 \sim 0.10$ という非常に浅い場所において null point が現われ、粒子の移動方向はこの場所を中心として沖側では沖向き、岸側では岸向きの移動方向を示す。このような結果にもとづいて波による質量輸送の方向を考察すると、 $h/H_0 = 1.20 \sim 1.45$ よりも沖側の場所における質量輸送は沖波波形勾配に関係なくいずれの場所でもすべて岸向きとなること、初期汀線付近の質量輸送は H_0/L_0 の値が小さい場合には 0 であるが、 H_0/L_0 の値が大きくなるにつれて岸向きの輸送方向を有し、その輸送量は大きくなることが考えられる。

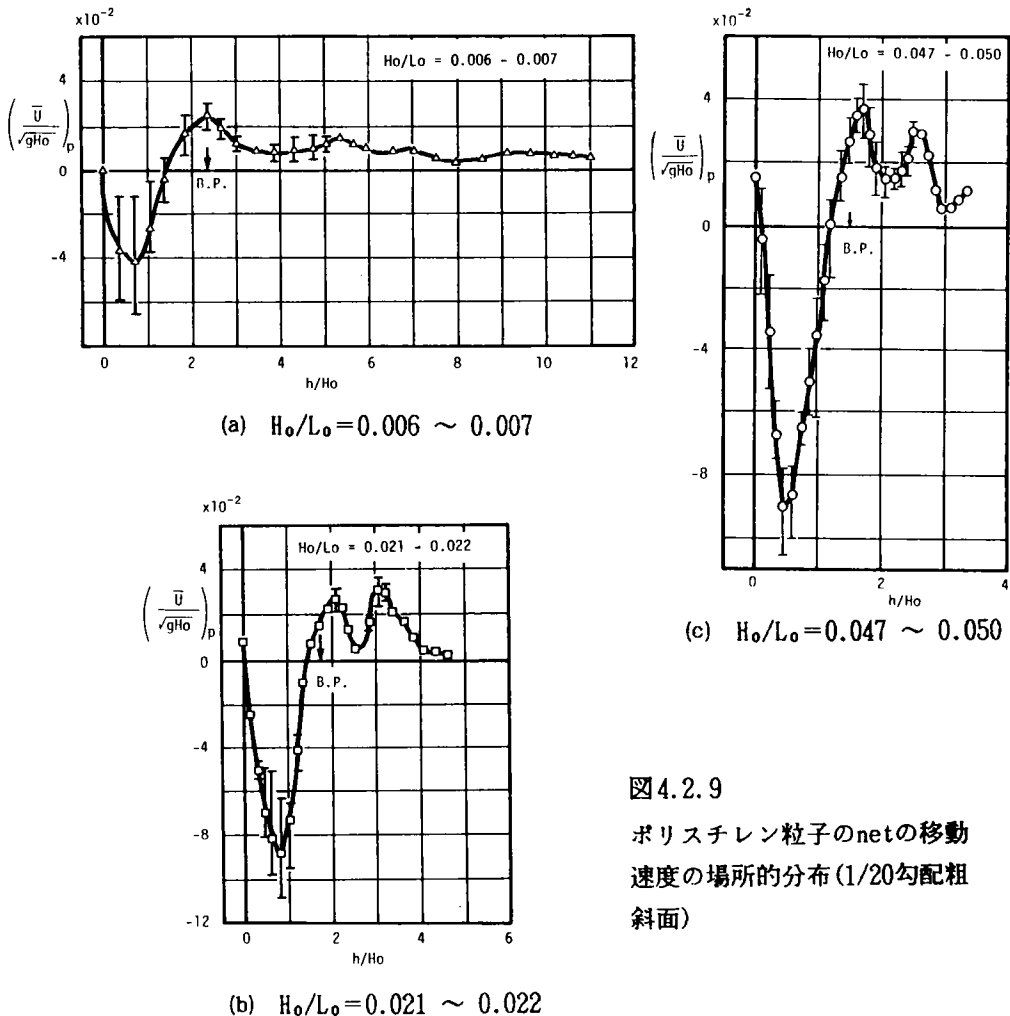
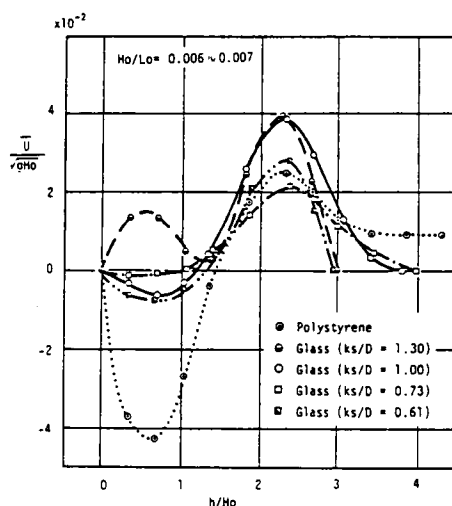


図4.2.9

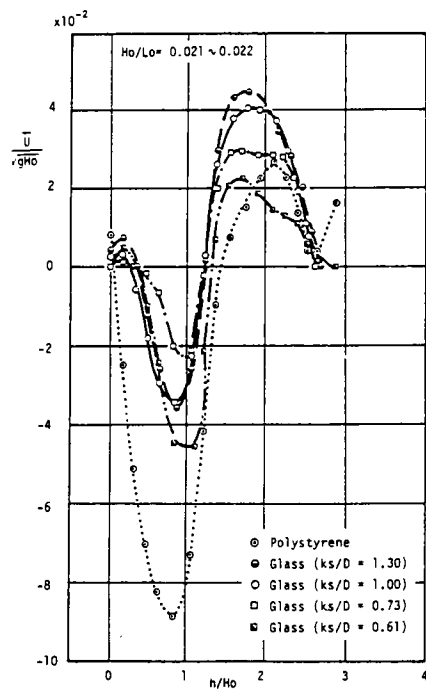
ポリスチレン粒子のnetの移動速度の場所的分布(1/20勾配粗斜面)

図4.2.10はガラス粒子の netの移動速度の場所的分布を相対粗度 k_s/D (k_s : 粗度高さ, D : ガラス粒子の直径) をパラメーターとして沖波波形勾配別に示したものである。なお、図中にはポリスチレン粒子の結果も示している。いずれの沖波波形勾配の場合にも、移動速度が0となる場所は k_s/D に関係なく3ヶ所現われる。そのうち、 h/H_o の値が最も大きい場所はガラス粒子の移動限界水深であり、他の二つの場所は動的平衡点である。 $h/H_o = 1.0 \sim 1.45$ の null point の場所は碎波による突込み点付近であり、その場所を中心としてガラス粒子の移動方向が異なり、沖側ではいずれの場所でも岸向き、岸側の場所では沖向きとなる。 h/H_o の値が小さい場所に現われる null point 付近のガラス粒子の移動方向は、沖波波形勾配によって異なる傾向を示し、 $H_o/L_o = 0.007$ の場合には向岸方向成分をもたず、impinging point に相当する $h/H_o = 1.0 \sim 1.25$ の場所よりも浅い所ですべて離岸方向となる。 H_o/L_o が大きくなると、 $h/H_o = 0.25 \sim 0.38$ の場所が null point となり、粒子の移動方向はこの場所を中心として沖側では離岸方向、岸側では向岸方向となる。斜面上で運動する固体粒子は、このように1周期間における net の移動方向が場所的に異なるだけでなく、その大きさも場所的に変化し、net の移動速度の岸向き成分は碎波点付近で最大となり、沖向き成分が最大となるのは $h/H_o = 0.50 \sim 1.09$ の碎波による突込み点よりも少し岸側の場所である。

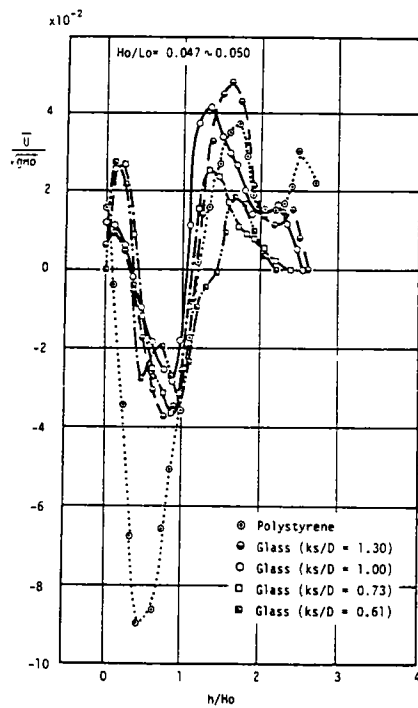


(a) $H_o/L_o = 0.006 \sim 0.007$

図4.2.10 ガラス粒子のnetの移動速度の場所的分布(1/20勾配粗斜面)



(b) $H_0/L_0 = 0.021 \sim 0.022$



(c) $H_0/L_0 = 0.047 \sim 0.050$

図4.2.10 ガラス粒子のnetの移動速度の
場所的分布(1/20勾配粗斜面)

$\bar{U}/\sqrt{gH_0}$ の分布において, null pointの現われる場所や net の移動速度が最大となる場所は, 底質移動の結果生じる海浜断面の変形を考える場合に重要な場所となることが予想される。

図4.2.11および図4.2.12はこれらの場所の現われる水深が底質特性および波の条件によってどのように変化するかを検討したものである。なお, 図中の記号 h_b は波高が最大になる水深を示す。図4.2.11は null point が現われる水深に関するものであり, いずれのnull pointの場合でも H_0/L_0 が大きくなるにつ

れて h/h_b の値は1.0に近づき, H_0/L_0 が0.02よりも大きくなると h/h_b の値の変化は小さい。この傾向は, $h/H_0=1.20\sim1.45$ における null point の $k_s/D=0.61$ の場合を除くと, 相対粗度によらず同様の傾向を示す。 $h/H_0=1.20\sim1.45$ における null point は, k_s/D 値によらず, 沖波波形勾配が小さくなるにつれて碎波水深よりも岸側の浅い場所に現われる。底質粒子の直径が大きくなる $k_s/D=0.61$ の場合には, $h/H_0=1.20\sim1.45$ における null point の現われる水深は H_0/L_0 の値の増加につれて碎波水深に近づき, H_0/L_0 が0.03より大きくなると碎波水深よりも沖側の場所となる。また,

$h/H_0=0.05\sim0.10$ の非常に浅い場所における null point は, 沖波波形勾配および相対粗度の値に関係なく, $h/h_b=0.16\sim0.31$ の水深に現われる。

図4.2.12は net の移動速度の絶対値が最大となる場所の水深が沖波波形勾配および相対粗度によってどのように変化するかを示したものである。

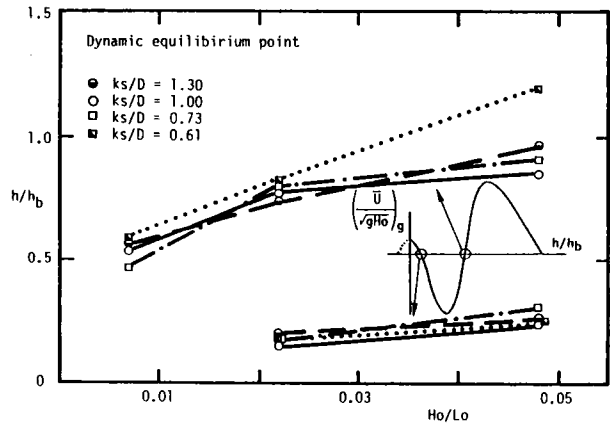


図4.2.11 動的平衡点が現われる水深に及ぼす沖波波形勾配の影響(1/20勾配粗斜面)

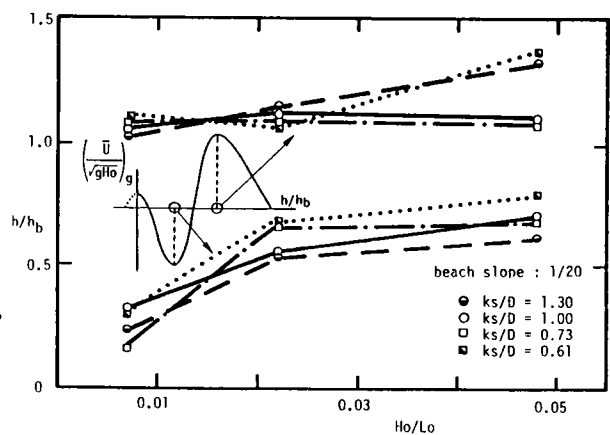


図4.2.12 Net の移動速度が最大となる場所の現われる水深に及ぼす沖波波形勾配の影響(1/20勾配粗斜面)

net の移動速度の岸向き成分が最大となる場所は、 H_o/L_o が 0.02 よりも小さい場合には k_s/D および H_o/L_o に関係なく $h/h_b = 1.04 \sim 1.19$ の水深となるが、 H_o/L_o が 0.02 よりも大きくなり、例えば $H_o/L_o = 0.05$ 程度になると、 $k_s/D = 1.00$ 及び 0.73 の場合と $k_s/D = 1.30$ および 0.61 の場合とでは H_o/L_o による影響が異なる。すなわち、前者の場合には H_o/L_o の値によらず $h/h_b = 1.08 \sim 1.10$ の場所で岸向き成分が最大となり、後者の場合には $h/h_b = 1.32 \sim 1.36$ の場所であり、砕波水深よりもさらに沖側の場所となる。一方、net の移動速度の冲向き成分が最大となる水深については、 k_s/D による影響は明らかではないが、 H_o/L_o による影響は顕著である。すなわち、 H_o/L_o が 0.02 よりも小さい場合には、冲向き成分が最大となる水深は H_o/L_o の値が減少するにつれて浅い場所へと移動するが、 H_o/L_o が 0.02 よりも大きい場合には H_o/L_o による影響は明らかでなくなる。

以上のように、 $(\bar{U}/\sqrt{gH_o})_s$ の分布における null point と最大値の現われる水深は沖波波形勾配および相対粗度によって変化するが、 $h/H_o = 1.20 \sim 1.45$ における null point と net の移動速度の冲向き成分が最大となる水深は沖波波形勾配による影響が顕著であり、 H_o/L_o の値が小さいほど砕波水深よりもかなり浅い岸側の場所となる。なお、相対粗度による影響については後節で詳しく検討する。

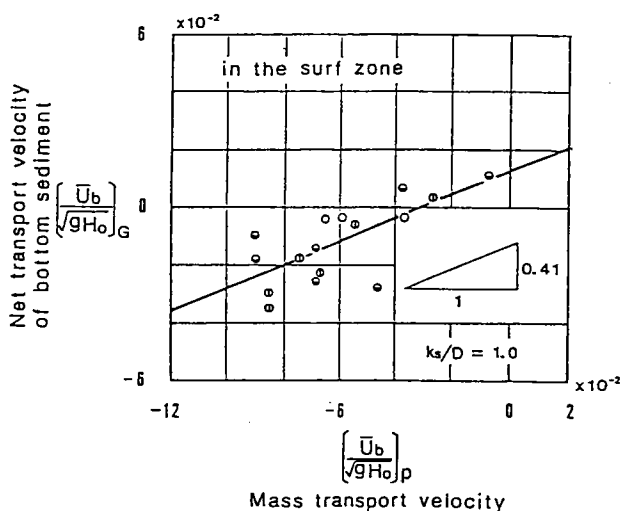
次に、ガラス粒子の net の移動速度 $(\bar{U}/\sqrt{gH_o})_s$ とポリスチレン粒子の値 $(\bar{U}/\sqrt{gH_o})_p$ との間の定量的関係を検討する。ここでは、滑らかな斜面上におけると同様に、両者の間に

$$(\bar{U}/\sqrt{gH_o})_s = a (\bar{U}/\sqrt{gH_o})_p - b \quad (4.2.1)$$

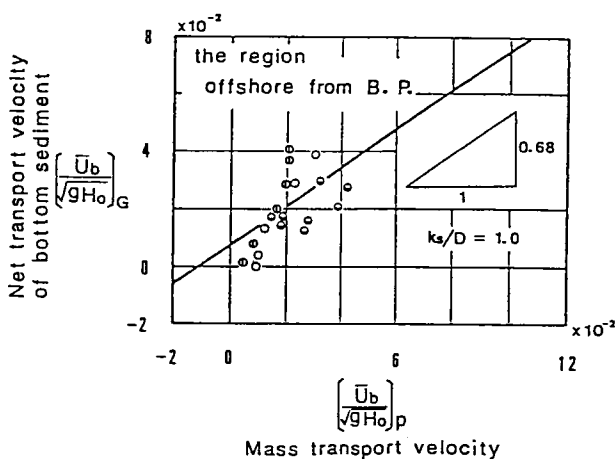
なる直線関係が成立するとした場合の定数 a および b について検討した。なお定数 a および b は最小 2 乗法によって求めた。図 4.2.13 (a) および (b) は $k_s/D = 1.00$ の場合の $(\bar{U}/\sqrt{gH_o})_s$ と $(\bar{U}/\sqrt{gH_o})_p$ の関係を波高変化が特徴的となる領域別にそれぞれ示したものである。図中、データは沖波波形勾配別に示されているが、直線関係の定式化は 3 種類の沖波波形勾配のデータをすべて含んで行われた。図における座標軸の正值は岸方向を意味している。図 4.2.13 (a) より、砕波帯内におけるガラス粒子の移動方向はポリスチレン粒子のそれと一致する場合としない場合とがあり、移動方向が一致する場合には冲向きとなる。また、座標軸の第二象限にプロットされるデータが見られることより、この領域では、ガラス粒子の移動方向はポリスチレン粒子のそれと一

致せず、ポリスチレン粒子の移動方向は離岸方向でもガラス粒子のそれは向岸方向となる場合もある。なお、この傾向が見られるのは主として plunging point と碎波点の間の領域である。他方、図4.2.13 (b) より、沖浜領域では、ガラス粒子の移動方向とポリスチレン粒子のそれとは一致し、岸向きとなる。

水粒子の net の移動速度に関係する定数 a の値は plunging point より沖側の領域では約 0.7 であり、流体場が波動から流れの形式へと移行する領域 (図 4.2.13 (a)) では 0.4 程度となる。



(a) 碎波帯内



(b) 沖浜領域

図4.2.13 ガラス粒子のnetの移動速度と質量輸送速度との関係 ($k_s/D=1.0$, 斜面勾配1/20)

表4.2.7, 表4.2.8 は式 (4.2.1) の関係を示したものであり, 定数 a および b の値は, swash 領域と碎波点との間の領域でのデータをすべて含んで決定したものと, swash 領域のデータと碎波点より沖側の領域でのデータをすべて含んで決定したものである。これらの表より, 碎波点より沖側の領域と碎波帯での定数 a の値は k_s/D によって異なる傾向を示していることが読み取れる。なお, 表4.2.7 および表4.2.8 における関係は, 滑らかな斜面上において検討した結果と比較するためのものであるが, 碎波点より沖側の領域における定数 a の値は, 滑面の場合には約0.67, 粗面の場合には k_s/D により変化する。一般的傾向としては k_s/D が大きくなるにつれて a の値も大きくなり, $k_s/D=1.00$ の場合の a の値は約 0.8 となる。

(c) 固体粒子の運動におよぼす粗度の影響

固体粒子の運動におよぼす粗度の効果を明らかにすることは, 次の2つのことを明確にすることを意味する。一つは粒子の運動の直接外力となる流速場が粗度の存在によっていかに影響を受けるかということであり, もう一つは固体粒子と粗度要素との力学的関係である。ここでは, まず, 波高分布におよぼす粗度の影響と固体粒子の net の移動速度の分布におよぼす粗度の影響とを実験結果にもとづいて検討し, 次にその検討結果にもとづいて本節の主題を考察する。

図4.2.14は底面が滑らかな場合と粗い場合とにおける沖波波高に対する波高の比 H/H_0 を h/H_0 に対してプロットしたものであり, 沖波波形勾配別にそれぞれ示したものである。斜面勾配はいずれの場合でも $1/20$ である。これらの図から, 碎波点付近を中心として沖側の領域と岸側とでは波高分布におよぼす粗度の影響が異なることがわかる。すなわち, 碎波点付近よりも沖側の領域では, 底面が粗い場合の H/H_0 の値は滑らかな場合よりも小さく, とくに碎波点付近

表4.2.7 a , b の値 (碎波点と遡上領域の間の領域)

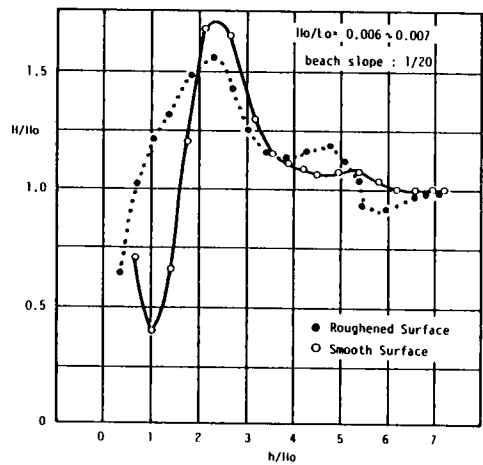
k_s/D	a	b
1.30	0.63	2.07
1.00	0.40	1.29
0.73	0.28	0.91
0.61	0.39	0.70
0.00	0.56	0.50

表4.2.8 a , b の値 (遡上領域および沖浜領域)

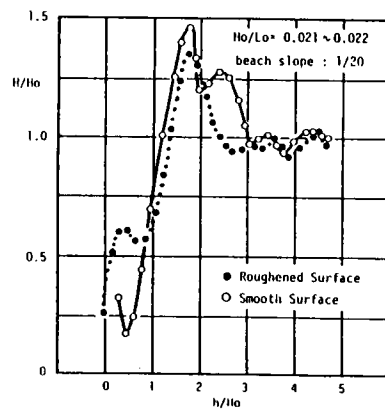
k_s/D	a	b
1.30	1.48	-0.20
1.00	0.79	0.48
0.73	0.34	0.59
0.61	0.35	0.18
0.00	0.67	2.05

では H_o/L_o に関係なくこの傾向が顕著となる。一方、砕波点よりも岸側の領域では、 H_o/L_o の大きさによって粗度の影響が場所的に異なる。 H_o/L_o が小さい場合 ($H_o/L_o = 0.007$) には、いずれの場所でも粗い底面における H/H_o が滑らかな場合より大きい。 H_o/L_o が大きくなると、 $H_o/L_o = 0.022$ の場合には $h/H_o = 0.86$ 、 $H_o/L_o = 0.049$ の場合には $h/H_o = 0.64$ の場所を中心として H/H_o の大きさが異なり、それぞれの h/H_o の値よりも深い場所での滑面上の H/H_o は粗面上の場合よりも大きくなるが、浅い場所では逆の傾向を示す。

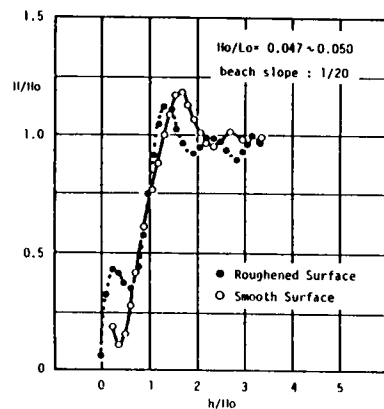
図4.2.15は砕波後の波高水深比 H/h を h/h_b に対してプロットしたものであり、 H_o/L_o 別にそれぞれ示したものである。これらの図から次のようなことがわかる。 H/h の分布における極小値および極小値となる場所の h/h_b は、いずれの沖波波形勾配の場合でも、滑らかな斜面上の方が小さい値となる。また、 h/h_b の小さい場所では、沖波波形勾配に関係なく、粗い斜面における H/h の値が大きくなる。その領域は、 $H_o/L_o = 0.007$ の場合は $h/h_b \leq 0.9$ 、 $H_o/L_o = 0.022$ の場合は $h/h_b < 0.5$ 、 $H_o/L_o = 0.049$ の場合は $h/h_b < 0.45$ であり、 H_o/L_o が大きくなるにつれて、その範囲が狭くなる。砕波直後の領域では、 $H_o/L_o = 0.022$ よりも小さい波の場合には、滑らかな底面における H/h の値が大きく、 $H_o/L_o = 0.049$



(a) $H_o/L_o = 0.006 \sim 0.007$



(b) $H_o/L_o = 0.021 \sim 0.022$

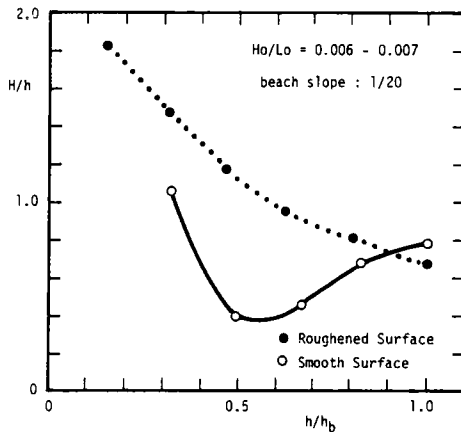


(c) $H_o/L_o = 0.047 \sim 0.050$

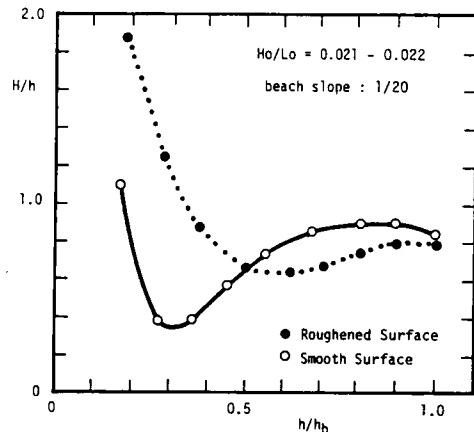
図4.2.14 波高分布

の場合には粗い斜面上の H/h の値が大きくなるが、その差は小さい。なお、滑らかな斜面上における砕波後の H/h と h/h_b の関係を検討した堀川・郭¹⁷⁾ および 榎木・岩田・中辻ら¹⁸⁾ の研究によれば、水底勾配が急になると H/h が大きくなること、 H/h の分布は、堀川らによると $h/h_b \cong 0.5 \sim 0.6$ 、榎木らによると $h/h_b = 0.4 \sim 0.5$ において極小値をとり、それ以後になると再び H/h が増大するという結果が得られている。本研究における滑面上の場合の H/h の分布は $h/h_b = 0.25 \sim 0.55$ において極小値をとり、 H_o/L_o が大きいほどそのときの h/h_b の値が小さくなるという結果となった。

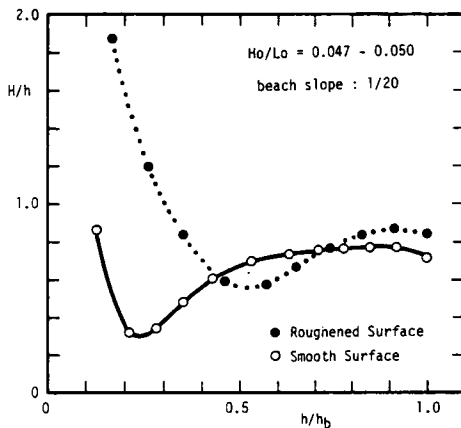
以上のように、波高分布におよぼす粗度の影響は砕波点を中心として沖側と岸側とでは異なることがわかった。とくに、砕波後の流体場は乱流状態になることを考えると、底面境界層厚さと粗度要素の高さとの関係によって底面粗度の効果が決まると考えられる。



(a) $H_o/L_o = 0.006 \sim 0.007$



(b) $H_o/L_o = 0.021 \sim 0.022$



(c) $H_o/L_o = 0.047 \sim 0.050$

図4.2.15 波高水深比の変化
(砕波後)

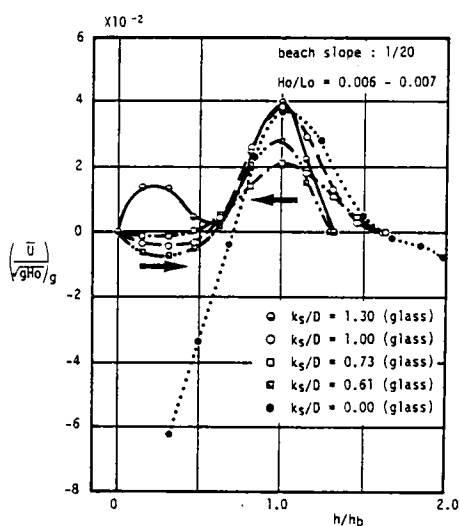
図4.2.16は、粗い斜面上における各ガラス粒子の net の移動速度の無次元量 $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ 、と滑らかな斜面上におけるガラス粒子 ($d_m=2.3\text{mm}$) のそれとを h/h_b に対してプロットし、沖波波形勾配別にそれぞれ示したものである。滑らかな斜面上の底面は、表面がペンキ塗りのために多少の凹凸が存在し、粗度高さが非常に小さいと見なされるので、図中の滑面上の結果は相対粗度 k_s/D が非常に小さい場合に相当すると考えることができる。これらの結果から、 $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ の値におよぼす k_s/D の影響は h/h_b の各領域で異なる傾向を示すこと、 k_s/D の値が有限な場合と 0 となる場合とでは、 $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ におよぼす粗度の効果は粗面上の結果から推測されるものと異なること、などがわかる。

砕波点付近より沖側の場所で、 $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ が岸向き成分となる場合は、次のようである。砕波点より沖側の領域 ($H_0/L_0=0.007$ の場合は $1.2 < h/h_b$, $H_0/L_0=0.022$ の場合は $1.3 < h/h_b$, $H_0/L_0=0.049$ の場合は $1.5 < h/h_b$) における $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ の値におよぼす k_s/D の影響は H_0/L_0 の大小によって異なる。すなわち、 $H_0/L_0=0.007$ の場合は $k_s/D=0.73$ および 1.00 , $H_0/L_0=0.049$ の場合は $k_s/D=1.00$ および 1.30 の $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ の値が、他の場合に比べてそれぞれ大きい。すなわち、小さい H_0/L_0 の場合には k_s/D の値が 1.0 に近いほど、大きい H_0/L_0 の場合には k_s/D の値が大きいほど、それぞれ $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ の値が大きくなる。

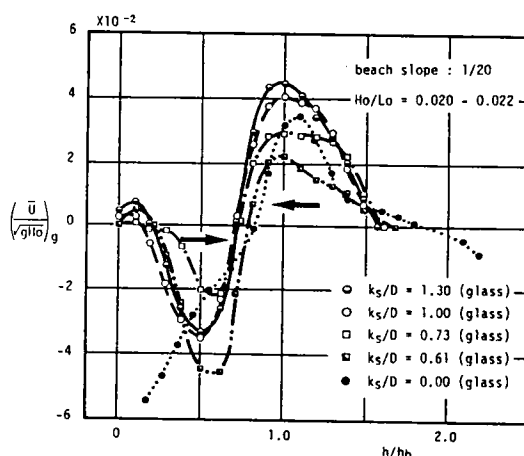
砕波点付近では、 k_s/D が非常に小さい場合を除いて、いずれの沖波波形勾配の場合でも $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ の値は k_s/D に比例して大きく、 $k_s/D=1.30$ の値が最も大きい。すなわち、この領域では粒径が小さく、粒子が底面粗度に埋没する割合が大きいほど、底質粒子は net として岸方向に移動する速度が大きくなることを示している。なお、 $H_0/L_0=0.007$ の場合の $k_s/D=1.00$ と 1.30 のそれぞれの $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ の値は、 $h/h_b=1.0$ より沖側の領域では前者の方が大きく、砕波直後の領域ではほぼ同程度である。

$(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ が沖向き成分となる場所では、 $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ の値におよぼす k_s/D の影響は明瞭ではないが、砕波点よりも沖側の場所の $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ の値と比較すると、明らかな傾向を見い出すことができる。それは $H_0/L_0=0.022$ 程度の波形勾配よりも大きい波が作用する場合、 k_s/D が小さい場合の $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ の値の絶対値は砕波点より沖側の場所におけるものよりも大きいという傾向である。とくに、 k_s/D が非常に小さい場合にはこの傾向が顕著である。このことは、粒径が底面粗度高さよりも大きい粒子ほど、net の移動速度は沖向きに大きくなることを示すものであり、砕波点付近における傾向と逆である。 h/h_b の値が非常に小さい場所での $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ は岸向き成分となる

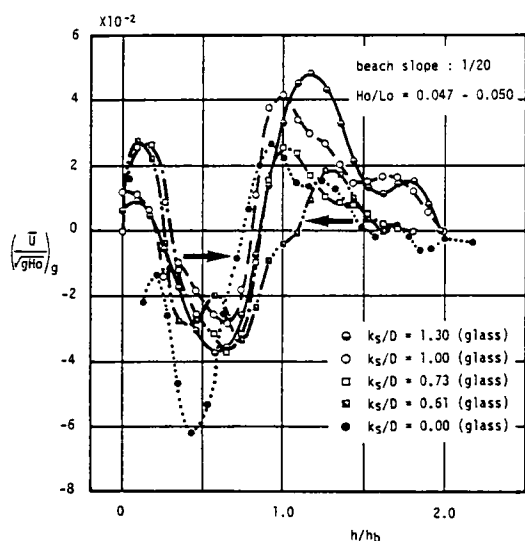
が、 $H_o/L_o = 0.022$ 程度よりも小さい波形勾配の波が作用する場合には、水粒子速度が小さく、固体粒子の移動距離も短いので、粒子の運動が底面条件や底質の形状等の影響を強くうけていると考えられるため、 $H_o/L_o = 0.049$ の波が作用する場合の結果のみについて検討する。 $H_o/L_o = 0.049$ の波が作用する場合の汀線近傍における $(\bar{U}/\sqrt{gH_o})_o$ は、 k_s/D が非常に小さい場合を除くと、 k_s/D が小さいほど大きい値となり、碎波点付近より沖側における傾向と対照的である。 k_s/D が非常に小さい場合には、粒子の冲向き重力成分が流体力よりも卓越し、粒子はすべて沖方向に移動するために、 $(\bar{U}/\sqrt{gH_o})_o$ が冲向き成分となるものと思われる。



(a) $H_o/L_o = 0.006 \sim 0.007$



(b) $H_o/L_o = 0.020 \sim 0.022$



(c) $H_o/L_o = 0.047 \sim 0.050$

図4.2.16
ガラス粒子のnetの移動速度の
分布に及ぼす相対粗度の影響

(d) 底面における質量輸送速度におよぼす波の浅水変形効果の影響

底質が掃流状態で移動する場合、底面の質量輸送速度 \bar{U}_b は底質の移動方向に関係する重要なパラメータであると考えられる。ここでは、 \bar{U}_b の理論値として

$$\bar{U}_b = \frac{5}{4} \left\{ \frac{\pi H}{T} \right\} \left\{ \frac{\pi H}{L} \right\} \frac{1}{\sinh^2 kh} \quad (4.2.2)$$

で表わされる Longuet-Higgins による式 (4.1.6) を用いて計算した式 (4.2.2) は非回転非粘性の波における質量輸送速度と粘性効果による質量輸送速度との和を示しており、後者は境界層外縁の速度として微小振幅波理論による水粒子速度を与えて導かれたものである。

また、実験値は固定斜面上で運動する中立粒子（比重1.03）の波の1周期間における平均移動速度であり、底面が滑らかな場合と粗い場合の結果を用いた。

式 (4.2.2) で表わされる理論値と斜面上で得られた実験値とを比較することは次のような意味がある。すなわち、理論値は対称な波形を有する一様水深の流体場を伝播する場合を対象として得られたものであるから、理論値と実験値との不一致の原因は中立粒子の大きさと境界層厚さとの問題および斜面の影響の2点に帰着できると考えられる。ここでは、前者の問題点については議論せず、理論値と実験値との不一致を斜面の影響すなわち波の浅水変形効果の影響という観点から検討する。

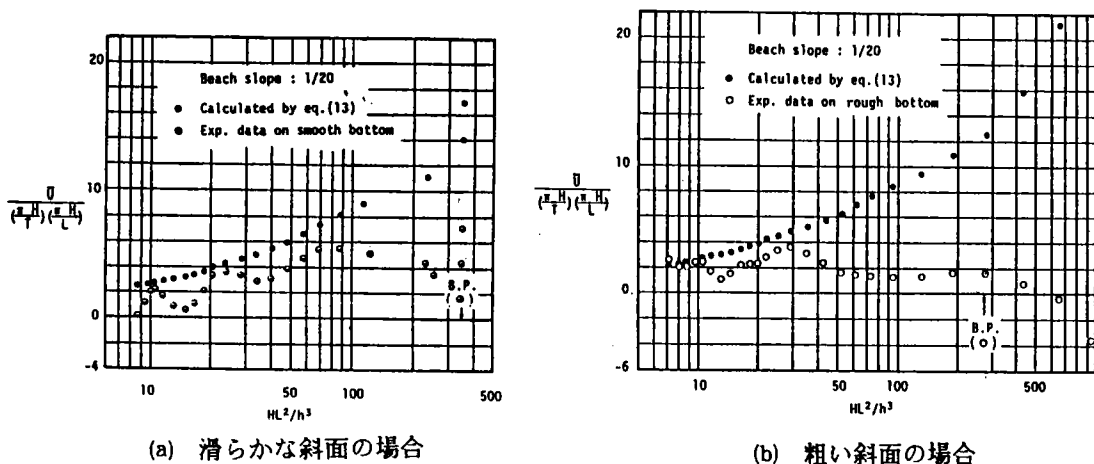


図 4.2.17 質量輸送速度に及ぼす波の浅水変形の効果, $H_0/L_0=0.007$

図4.2.17 (a) および (b) は沖波波形勾配 H_0/L_0 が 0.007 の場合の理論値と実験値とをアーセル数 HL^2/h^3 ($\equiv U_r$) に対してプロットしたものであり、(a) は底面が滑らかな場合、(b) は粗い場合の結果である。底面が滑らかな場合、実験値は U_r の値が10、25および30付近で理論値に近づくが、他のところでは離れている。 $U_r \leq 10$ の領域でアーセル数が小さくなるにつれて実験値は理論値よりも小さくなるのは、中立粒子の冲向き重力成分の効果によるものと考えられる。底面が粗い場合、 $U_r \leq 10$ の領域では両者はほぼ一致しており、底面が滑らかな場合の傾向とは異なる。 $10 < U_r \leq 30$ の領域では、実験値は理論値よりも小さい値となるが、変動傾向が同じである。 $30 < U_r$ の領域では、アーセル数が大きくなるにつれて実験値は理論値よりも小さい値となり、両者の不一致が著しくなる。

図4.2.18は $H_0/L_0=0.047$ の波が作用する場合の結果であり、白抜きの記号は粗面のデータを、半黒の記号は滑面のデータをそれぞれ表わしている。理論値と実験値とは、底面の粗滑にかかわらず $U_r = 30 \sim 40$ よりも小さい領域で良い対応を示すが、アーセル数がそれより大きくなるにつれて、実験値は理論値よりも急速に小さくなる。

このように、底面における質量輸送速度の理論値と実験値はアーセル数の変化に応じて異なる対応関係を示し、底面の粗滑および沖波波形勾配にかかわらず、 $U_r \leq 30$ の領域で

は対応関係が良好である。首藤の研究¹⁹⁾によると、波高変化の計算において、 $U_r \leq 30$ の領域では微小振幅波理論が適用できるとされている。ここで検討したように、式(4.2.2)で表わされる底面の質量輸送速度の理論値と実験値との対応関係から、 $U_r \leq 30$ の領域では波高変化のみでなく、底面における質量輸送速度についても微小振幅理論にもとづいて論ずることができると考えられる。

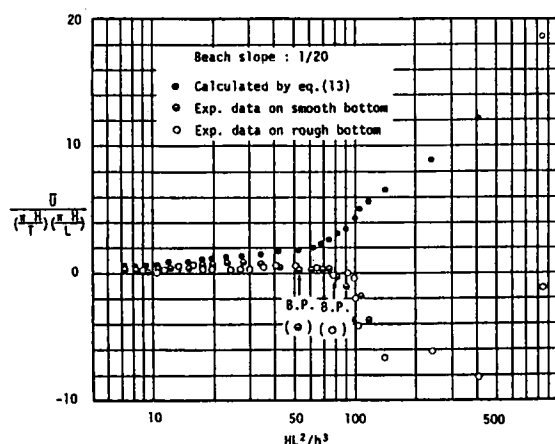


図4.2.18
質量輸送速度に及ぼす波の浅水
変形の効果, $H_0/L_0=0.047$

第3節 結 語

本章は、波による底面の質量輸送速度と底質の net の移動速度とを明らかにするため、固定斜面上で運動する固体粒子の波の1周期間における net の移動速度の場所的分布特性を実験的に検討したものである。

まず第1節では、漂砂の移動方向を決定する要因について検討した従来の研究を概説した。その中で、底面近傍の質量輸送速度は掃流漂砂の移動方向を決定する重要な要因となることを述べた。さらに、質量輸送速度に関する従来の研究の概要を述べ、海浜断面の変形機構を明らかにするためには、碎波帯内の質量輸送速度の分布特性を明らかにする必要があることを指摘した。

第2節では、一様勾配の滑らかな斜面と粗い斜面を対象とし、その上で運動する固体粒子の波の1周期間における net の移動量の場所的分布特性を実験的に明らかにし、その結果にもとづいて海浜における掃流漂砂の移動特性を検討した。ここで得られた結果を要約すると、次のようである。

- (1) 質量輸送速度と底質の net の移動速度とは、ほぼ一次的な関係であらわされるが、そのときの定数は流体場特性によって異なる。
- (2) 碎波による plunging point 付近に現われる動的平衡点 (dynamic equilibrium point) は、波の条件 (H_0/L_0) および底質条件 (k_s/D と底質比重) に関係なく存在し、海浜断面の変形機構を考える場合には重要な場所となる。また、底質の移動方向から考えると、この碎波の plunging point 付近に現われる dynamic equilibrium point は底質が堆積する場所であると推測される。
- (3) 碎波点よりも沖側の領域における底質の net の移動方向は、底質が掃流病態で移動する限り、波の条件および底質条件に関係せず、いずれの場合でも岸向きである。
- (4) net の移動速度 ($\bar{U}/\sqrt{gH_0}$) の値におよぼす k_s/D の影響は、 h/h_b の各領域で異なる。すなわち、碎波点付近より沖側の場所で、 $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ が岸向き成分となる場合、小さい波形勾配の波の場合には k_s/D の値が1.0に近いほど、大きい波形勾配の波の場合には k_s/D の値が大きいほど、それぞれ $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ の値が大きくなる。また、碎波点付近では、 k_s/D が0の場合を除いて、いずれの波形勾配の波の場合でも、粒径が小さく、粒子が底面粗度に埋没する割合が大きいほど、底質粒子は net として岸方向に移動する速度が大きくなる。
- (5) Longuet-Higgins によって導かれた底面における質量輸送速度は、波が斜面上を伝播するにつれて実験値との差が増大するが、アーセル数が30以下の領域では実験値との対応が良く、この領域では波の浅水効果の影響は顕著でないことがわかった。

参 考 文 献

- 1) 野田英明・松原雄平：汀線に直角方向の漂砂，第25回海岸工学講演会論文集，pp.246-249，1978.
- 2) 砂村継夫・阪東浩造・堀川清司：非対称砂れん上での砂移動機構と漂砂量に関する実験的研究，第25回海岸工学講演会論文集，pp.250～254，1978.
- 3) Rector, R.L. : Laboratory study of equilibrium profiles of beaches, B.E.B. Tech. Memo. No.41, 38p., 1954.
- 4) Dean, R.G. : Heuristic model of sand transport in the surf zone, Proc. on Engineering Dynamics in the Surf Zone, pp.208-214, 1973.
- 5) Stokes, G.G. : On the theory of oscillatory waves, Trans. Cambridge Philos. Soc., Vol.8, and Supplement, Sci. Rap., Vol.1, 1847.
- 6) Longuet-Higgins, M.S. : Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A. No.903, Vol.245, pp.535-581, 1953.
- 7) 土屋義人・安田孝志：進行波の質量輸送と漂砂，漂砂の動態と海岸侵食制御に関する研究（研究代表者 榎木亨），文部省科学研究費自然災害特別研究成果，No.A-53-6, pp.3-10, 1978.
- 8) Mei, C.C., P.L.-F.Liu and T.G.Carter : Mass transport in water waves, Rep. No.146, Dep. Civ. Eng., Massachusetts Institute of Technology, 287p., 1972.
- 9) Sleath, J.F.A. : A second approximation to mass transport by water waves, Jour. Marine Res., Vol.30, No.3, pp.295-304, 1972.
- 10) Wang, H. and S.S. Liang : Mechanics of suspended sediment in random waves, J. Geophys. Res., 80, pp.3488-3494, 1975.
- 11) Russell, R.C. and J.D.C. Osorio : An experimental investigation of drift profile in a closed channel, Proc. 5th. Conf. on Coastal Eng. Chapter 10, 1956.
- 12) Bijker, E.W., J.P.Th.Kalkwijk and T.Pieters : Mass transport in gravity waves on a sloping bottom, Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., pp. 447-465, 1974.
- 13) Hirayama, H. : Residual velocities of a solid particle under progressive waves in a wave tank with closed end, Coastal Eng. in Japan, Vol.22, pp.21-33, 1979.

- 14) 土屋義人・筒井茂明・安田孝志・山下隆男・平口博丸：碎波の質量輸送について，第27回海岸工学講演会論文集，pp.45-49，1980.
- 15) Wang, H., T.Sunamura and P.A.Hwang : Drift velocity at the wave breaking point, Coastal Eng., 6, pp.121-150, 1982.
- 16) Eagleson, P.S. and R.G.Dean : Wave-induced motion of bottom sediment particles, Trans. ASCE, Vol.126, Part 1, pp.1162-1189, 1961.
- 17) Horikawa, K. and C.T.Kuo : A study on wave transformation inside surf zone, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng.,pp.217-233,1966.
- 18) 榎木亨・岩田好一郎・中辻啓二：碎波の内部機構に関する基礎的研究（第1報），第16回海岸工学講演会講演集，pp.35-39，1969.
- 19) 首藤伸夫：非線型長波の変形——水路幅，水深の変化する場合——，第21回海岸工学講演会論文集，pp.57-63，1976.

第5章 変形断面の固定床海浜における固体粒子の波による運動に関する実験

第1節 概 説

前章では、海浜断面が一様な勾配を有する場合の固体粒子の移動特性について検討した。本章では、変形過程中的断面を有する固定床海浜上で、波により運動する固体粒子の移動特性を実験的に検討し、その結果にもとづいて、海浜断面の変形過程における底質のnetの移動量の場所的変動特性と海浜断面の変形特性との関係を検討する。

海浜過程は底質移動の外力である波や流れ、輸送される底質および地形とが相互に作用をおよぼす複雑な系である。たとえば、水粒子運動に応じて砂の移動形態が決まり、底面形状は変化するが、さらに底質の移動形態や底面形状に応じて、流体場の特性が決まるというフ

ィードバック・システムを構成する。これらの関係を模式的に示したものが図5.1.1である。図に示した関係は、主として一方向流れの場において明らかにされてきているが、概略次のようである。矢印(1)で示される関係は、底質粒子の運動におよぼす流体場の影響、すなわち底質

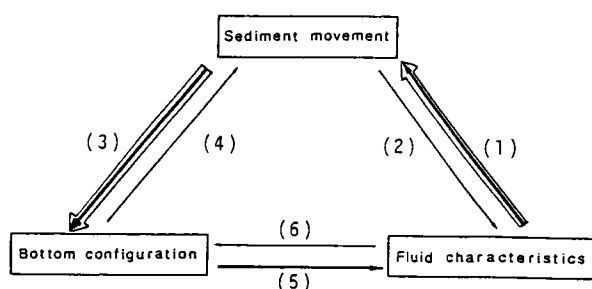


図5.1.1 流体場 — 底質移動 — 海浜断面の相互作用系

に作用する流体力を意味する。波動場では、底面摩擦応力、波による質量輸送速度および碎波による乱れ等が考えられるが、掃流漂砂に関する限り、前二者が主要な要因であると考えられる。矢印(2)の関係は、たとえば乱流場では、浮遊砂濃度が増すにつれて乱れの構造が変化し、例えばカルマン定数が減少すること¹⁾であるが、掃流漂砂の場合、この効果は考慮されることはない。海浜断面の変形を考える場合に用いられるのが、矢印(3)で示される関係である。これは漂砂量の場所的変化と海底面の時間的変化との間の連続関係を意味するものである。矢印(4)で示される関係は、底質移動におよぼす底面形状の影響すなわち底質移動における重力効果を意味する。岸沖掃流漂砂の場合、底質の岸沖方向成分は海浜勾配が急になるにつれて底質移動に影響をおよぼすようになると考えられる。矢印(5)の

関係は流体場が底面形状の影響を受けることを意味し、流体場のエネルギー損失が底面形状に応じて異なることを示している。矢印(6)で示される関係は、現在のところ明らかではない。

以上述べたことから、海浜断面が一様勾配から変形した後の流体場特性は、一様勾配海浜におけるものと異なると考えられる。したがって、底質のnetの移動特性も、流体場特性の変化につれて、異なる変動傾向を示すようになると思われる。

以下の節では、次のようなことについて検討した。まず最初に、移動床模型実験により得られた海浜断面をモルタルで製作し、この変形過程断面の海浜上で運動する固体粒子の移動特性を明らかにした。さらに、その結果にもとづいて、底質のnetの移動速度の場所的分布特性と海浜断面形状との関係を検討するとともに、底質のnetの移動速度におよぼす要因について考察する。

第2節 変形断面海浜における固体粒子の波による運動に関する実験

(1) 実験装置および実験方法

実験は第4章で行ったものと同一の波動水槽で行った。実験に用いた海浜断面は、第2章で示した移動床模型実験により得られた断面形状をモルタルで成型したものであり、図5.2.1に示すように3種類である。このうち、Type M-1の海浜断面形状は、勾配を $1/20$ に敷きならした移動床模型実験海浜に、沖波波形勾配 $H_0/L_0 = 0.005$ の波を作用させたときの造波後6分の断面形状に等しく、Type M-2は同一の条件でほぼ平衡状態に達したと思われる断面形状である。またType M-3は、初期一様勾

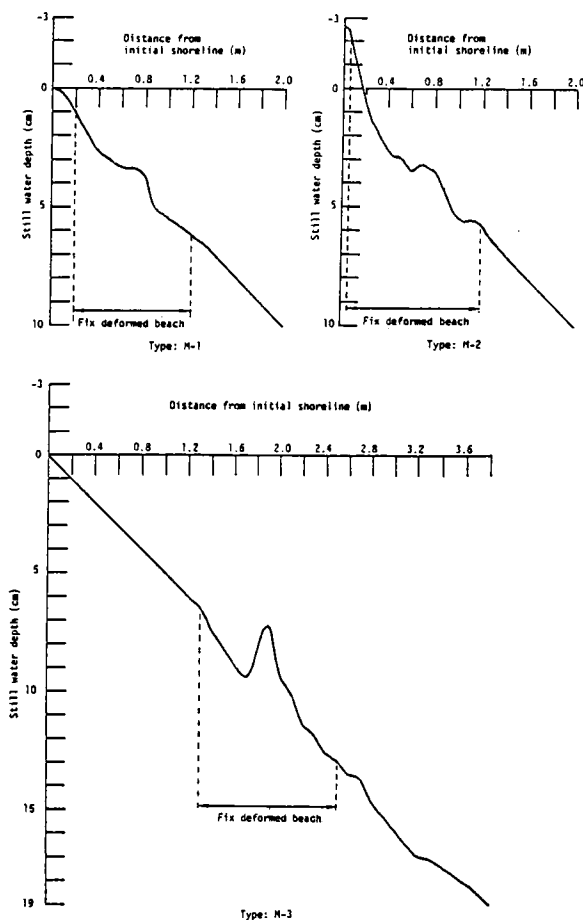


図5.2.1 変形断面海浜

配が $1/20$ の海浜に $H_o/L_o = 0.05$ 程度の波を作用させた場合の造波後10分の断面形状である。なお、変形断面の海浜は、移動床実験に用いた中央粒径 1 mm の砂粒を表面全体にわたってはりつけた粗度を有している。

この海浜断面を水槽内の所定の場所に設置し、表5.2.1 に示すような実験条

表5.2.1 実験条件

Case	Wave Height H_o (cm)	Wave Period T (sec)	Depth (uniform) h_o (cm)	Wave Steepness H_o/L_o	Sand Diameter d_{50} (mm)	Beach Type
I	2.96	1.90	40.0	0.0053	1.0	M-1
II	3.0	1.90	40.0	0.0053	1.0	M-2
III	11.5	1.15	40.0	0.056	1.0	M-2
IV	12.0	1.15	40.0	0.058	1.0	M-3
V	2.98	1.68	40.0	0.0068	1.0	U
VI	9.45	1.12	40.0	0.048	1.0	U

件のもとで所定の波を作用させ、水位変動を測定するとともに、トレーサーの動きを 16 mm ムービーカメラで撮影した。なお、表5.2.1 における Case V および Case VI は第4章の結果の一部である。水位変動は、一様水深部で1ヶ所、模型海浜上では、沖浜領域で 10 cm 間隔、碎波帯内では 5 cm 間隔で測定した。また、トレーサー粒子の撮影は第4章におけるものと同一の方法を行ったが、以前と異なるのはトレーサー押出装置を用いたことである。図5.2.2 はここで用いたトレーサー粒子押出装置を示している。装置を目的の場所に設置し、押出孔に接続した注射器を少しずつ押込むと、二つの押出孔の中からガラス粒子とポリスチレン粒子がそれぞれ放出されるようになっている。この装置は、全体の重量が軽く、かつ設置・操作が容易であるため、断面形状が変形している場合にも取扱いが簡単である。

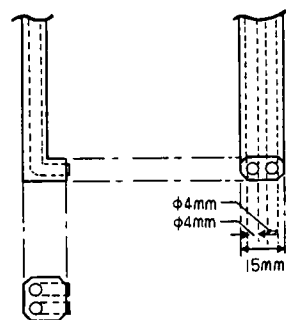
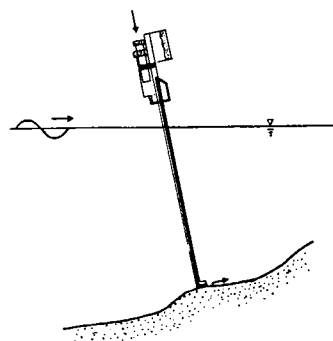


図5.2.2

トレーサー粒子押出装置

(2) 解析方法

水位変動は、データレコーダによって記録した後、サンプリング間隔 0.02 秒で A-D 変換した。平均水深は、連続する16波分のデータを平均して求めた。また、波高は平均水深を算定した波の16波の平均値を採用した。

写真解析は第4章における方法と同じである。本実験における解析の場合でも、解析に用いたデータは底面近傍を運動する粒子のみに限定した。フィルムにより読み取った粒子の移動距離を波の周期で割った値を波の1周期間における net の移動速度とし、検討に用いたデータは 20~40 周期の平均値である。

(3) 実験結果および考察

(a) 波高分布

図5.2.3 は、砕波限界における波高平均水深比を従来より得られている進行波および重複波の砕波限界における結果²⁾とともに示したものである。Case V は重複波の砕波限界に近いが、その他の場合はそれぞれ砕波点付近の海底勾配に対応して $(H/h)_b$ の値が決まっている。すなわち、Case I, III および VI の砕波点における海底勾配はほぼ $1/20$ であり、Case II の場合はほぼ $1/40$ 、Case IV における砕波点付近の海底勾配は、平均的には $1/19$ であるが、沖側の海浜勾配は $1/8$ と急になっているために、 $(H/h)_b$ の値も大きくなっていると考えられる。なお、本研究では、砕波点を次のようにして決めた。すなわち、波の峰部の接続が不連続となる場所を目視により観察し、その場所付近の水位変動のデータのうち波高が最大となる場所を砕波点とした。

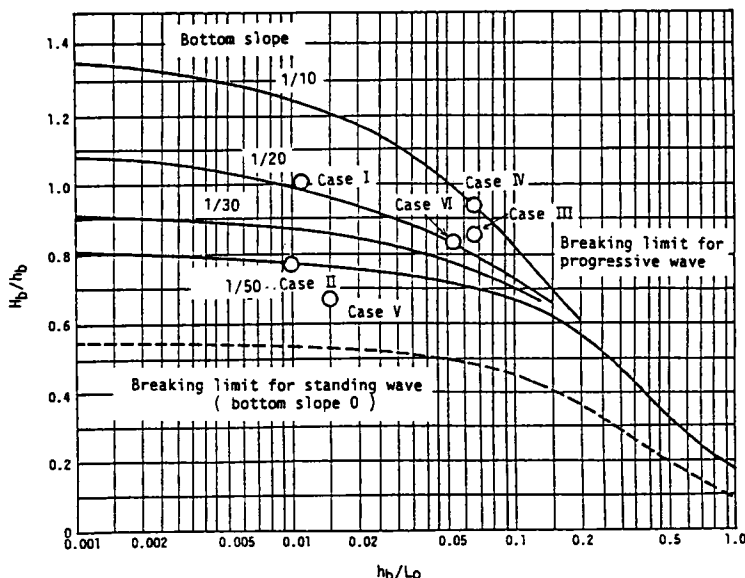


図5.2.3 砕波限界における波高水深比

図5.2.4 から図5.2.7 は、一様でない海浜上における砕波後の波高変化と、一様勾配斜面上において得られた結果とを示したものであり、砕波後の波高変化におよぼす局所的な海底勾配の影響を検討するためのものである。横軸は、一様勾配斜面の場合には静水深を無次元化した値であり、実験データの場合には平均水深を無次元化した値をそれぞれ示している。図中、曲線群は一様勾配斜面における結果で、佐々木・佐伯³⁾によって示されたものである。丸印は実験データを、丸印につけた番号はそのデータの海浜断面における場所を意味し、同時に示した海浜断面に付けた番号と対応する。

佐々木らの結果は、斜面勾配が $1/12$ から $1/90$ の H/H_0 と h/h_0 のデータを用い、砕波形態別の値を平均して求められたものである。佐々木らの結果によると、波高の減衰は、 $0.6 < h/h_0 < 1.0$ の領域では砕波形態と沖波波形勾配によって異なる傾向を示すが、その他の領域ではいずれの場合も同様な変動傾向を示している。 $0.6 < h/h_0 < 1.0$ の領域では次のような変動傾向があるとしている。すなわち、斜面勾配が $1/30$ より急な場合には、一般に plunging breaker の波に比べて、spilling breaker の波の方が波高減衰は大きい。他方、斜面勾配が $1/30$ よりも緩な場合には、plunging breaker の波の方が波高減衰は著しい。さらに、 H/H_0 の変動傾向を平均水深 \bar{h}/\bar{h}_0 に対して検討した結果、一様勾配斜面では、wave set-up が直線的に変化することと、その変化率が波高の減衰に比べて小さいために、静水深 h/h_0 に対する変動傾向とはほぼ同じであったと報告されている。

図5.2.4 は海浜断面の変形があまり顕著でない海浜に $H_0/L_0 = 0.005$ の波が作用した場合の結果である。場所1から5までの海底勾配はほぼ $1/25$ 、場所6から7は $1/7$ 、場所8は砕波の plunging point である。plunging 後の場所9および10の海底勾配は逆勾配となり、場所12～14ではほぼ $1/28$ であり、場所15と16における海浜勾配は $1/12$ となっている。plunging point および海底勾配が逆勾配となる場所のデータを除くと、砕波後の波高は局所的な海底勾配に対応して変動していることがわかる。

図5.2.5 は断面の変形がかなり進行した海浜に、 $H_0/L_0 = 0.005$ の波が作用した場合の結果である。 H/H_0 の変動傾向は一様勾配におけるものと同じではないが、 H/H_0 の値は海底勾配が急な場所では大きくなり、緩な場所では小さくなるという傾向は図5.2.4の結果と同じである。しかしながら、 H/H_0 の変動におよぼす局所的な海底勾配の影響は砕波の plunging point を中心として、沖側の領域と岸側の領域とでは異なる。すなわち、場所5から9の海底勾配はほぼ $1/9$ 、場所16から18ではほぼ $1/11$ であり、これら二つの

領域の海底勾配はほぼ同程度であるが、前者の領域における H/H_0 は大きい値となり、かつ値の変動も小さいのに対して、後者の領域では反対の傾向を示している。

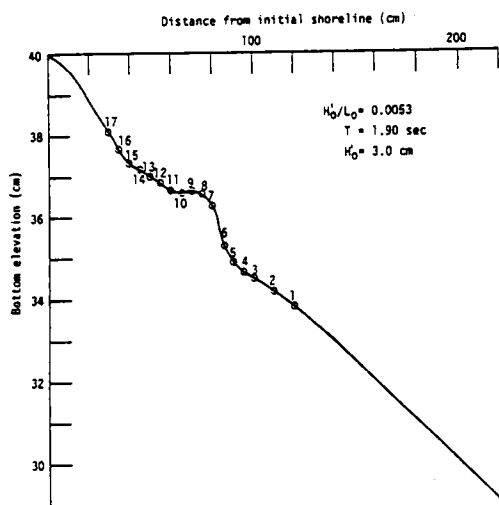
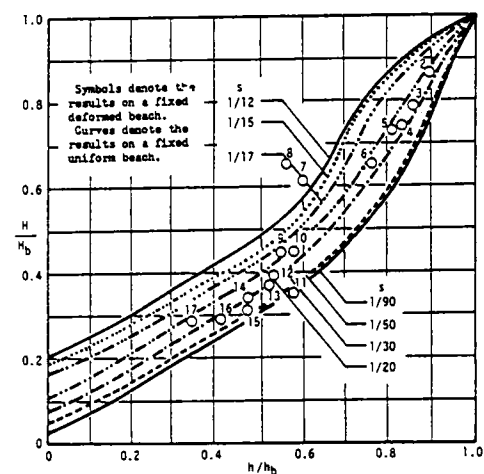


図5.2.4 砕波後の波高変化
(Case I)

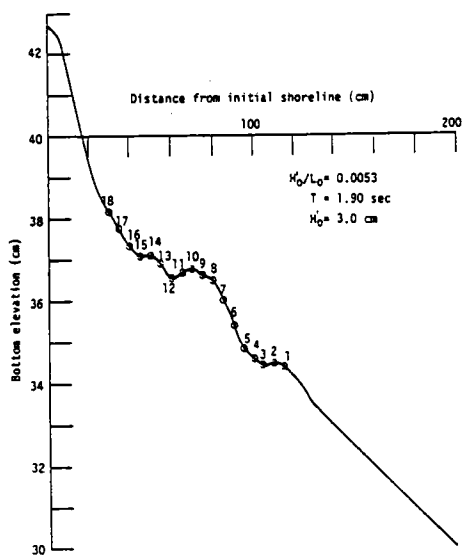
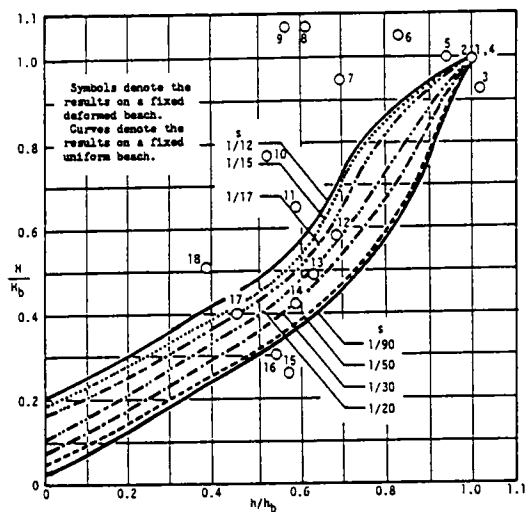


図5.2.5 砕波後の波高変化
(Case II)

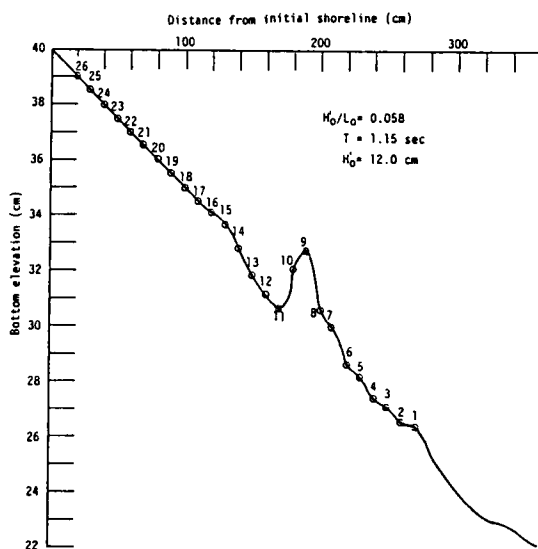
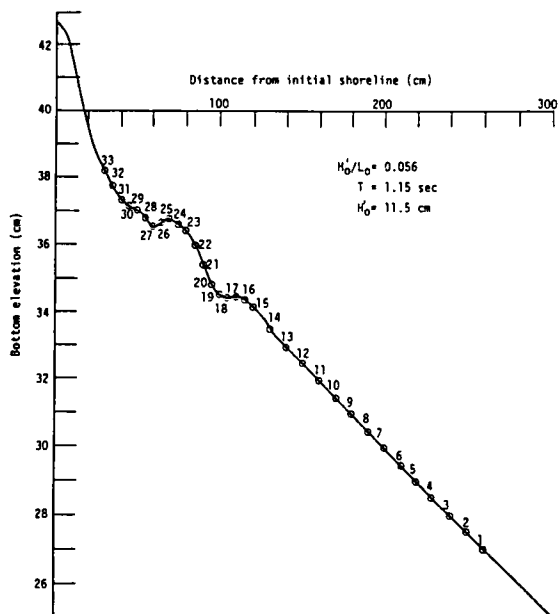
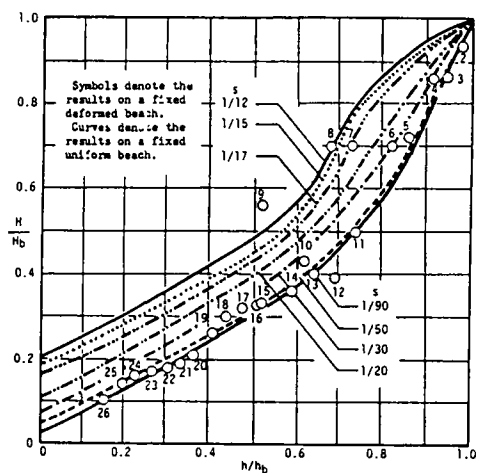
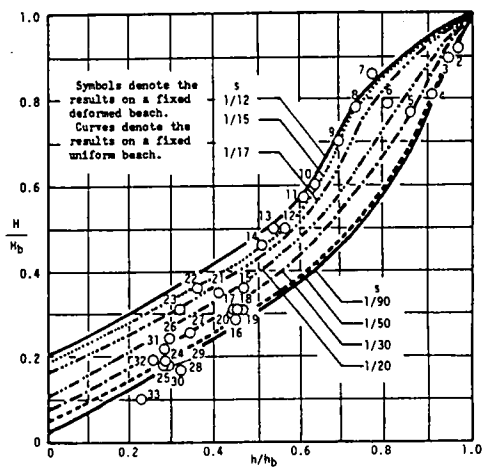


図5.2.6 砕波後の波高変化
(CaseⅢ)

図5.2.7 砕波後の波高変化
(CaseⅣ)

図5.2.6 は図5.2.5 に示したのと同じの海浜断面に、 $H_0/L_0 = 0.056$ の波を作用させた場合の結果を示し、図5.2.7 は初期一様勾配海浜に $H_0/L_0 = 0.058$ の波を10分間作用させた場合の結果を示している。いずれの場合の結果も、 H/H_0 の h/h_0 に対する値は局所的な海底勾配に対応して変動していることが読取れる。また、これら二つの結果より、碎波後の波高減衰の割合と碎波型式との関係は、一様勾配海浜におけるものと同じではないことが見出される。すなわち、碎波型式は、CaseⅢでは spilling breaker であり、CaseⅣでは plunging breaker である。 $0.6 < h/h_0 < 1.0$ の領域における海底勾配はいずれの Case も $1/20$ かあるいはそれよりも急であると思われる。このような条件で考えると、一様勾配海浜上では、佐々木ら³⁾の結果にあるように、plunging breaker の波の場合よりも、spilling breaker の波の場合が波高減衰は大きくなる。しかしながら、ここに示した結果からわかるように、海浜断面の変形が顕著になって、碎波型式が spilling 型から plunging 型へと変化した CaseⅣの方が波高減衰は著しくなっている。

以上、図5.2.3 から図5.2.7 に示した結果より、一様でない海浜断面における碎波限界での波高水深比ならびに碎波後の波高変化は、局所的な海底勾配の影響を強く受けることがわかった。

(b) 底質の net の移動速度の場所的分布

図5.2.8 から図5.2.11は、表5.2.1 に示した実験ケースのうち、CaseⅠから CaseⅥについて、ガラス粒子およびポリスチレン粒子の波の1周期間における net の移動速度の場所的分布を、海浜断面形状とともに、示したものである。図中、横軸は初期一様勾配海浜における汀線からの距離であり、縦軸はトレーサー粒子の波の1周期間における net の移動速度 \bar{U} を、重力加速度 g と沖波波高 H_0 とを用いて無次元化した値を示し、 $\bar{U}/\sqrt{gH_0}$ の正の値は底質の岸向き移動速度を意味する。

図5.2.8 は、断面形状の変形が著しくない CaseⅠの場合の結果である。この図より、ガラス粒子の場合、 $X = 160$ cmの場所よりも沖側では $\bar{U}/\sqrt{gH_0} = 0$ となり、この場所が移動限界に相当する。この場所より碎波点に近づくにつれて net の移動速度の岸向き成分は大きくなり、碎波点付近で最大となる。碎波点より岸側では岸向き成分は減少するが、その後増加して、碎波による plunging point 付近で再びピーク値をとる。net の移動速度の岸向き成分は、plunging point より少し岸側の場所で急激に減少してほとんど0に近い値を取り、それ以後汀線近くまで、小さい値となる。一方、比重の軽いポリスチレン粒子の場合、 $X = 75$ cm の碎波による plunging point 付近に動的平衡点

が現われ、この場所を中心として沖側の領域ではいずれの場所でも岸向き成分となり、岸側の領域では冲向き成分となる。この分布傾向は海浜断面が一様勾配の場合と同様であるが、 $X=140\text{ cm}$ 付近の場所で岸向き成分がほとんど0になることが異なる点である。

図5.2.9 は Case II の結果を示し、図5.2.8 の場合よりも海浜断面の変形が進行している場合である。ガラス粒子の場合、砕波点から plunging point にかけて岸向き移動速度の減少が見られないこと、および $X=50\text{ cm}$ よりも岸側の領域では、汀線に近づくにつれて岸向き移動速度が増加するという2点を除くと、Case I の結果と同様の変動傾向を示している。他方、ポリスチレン粒子の場合は、Case I の結果と比較すると、net の移動速度の大きさは全体的に小さいが、場所的分布傾向はほぼ同様である。

図5.2.10は、Case III の結果を示しており、Case II と同一の海浜断面に $H_0/L_0=0.056$ の波が作用した場合である。この図より、ガラス粒子のnet の移動速度は、砕波による plunging point 付近を中心として沖側の領域では岸向き成分となり、岸側の領域では冲向き成分となる分布傾向を示すことがわかる。ポリスチレン粒子のnet の移動速度は、plunging point 直前の場所付近で岸向き成分となるものの、砕波点よりも沖側の $X=300\text{ cm}$ の場所を中心として沖側の領域では岸向き成分となり、岸側の領域では冲向き成分となる分布傾向を示す。Case II の結果と比較すると、 $X=40\text{ cm}$ よりも岸側の場所におけるガラス粒子のnet の移動速度に顕著な違いが見出される。すなわち、Case II の場合には、汀線に近づくにつれて岸向き成分が増大するのに反して、Case III の場合は冲向き成分が増加するという全く逆の傾向を示すことである。この理由として考えられることは、図5.1.1 に示した矢印 (1)と(4) の関係である。図5.2.5と図5.2.6 に示した波高変化の結果からわかるように、海浜断面形状が同じでも波高変化は異なり、Case II の場合は汀線に近づくにつれて波高が増加し、Case III の場合は逆の傾向を示している。したがって、流体場特性も波高変化に対応して変動すると考えられる。換言すれば、水粒子速度が底質の移動限界掃流力に対応する速度を超える場所では、底質移動は流体力と海底勾配との関係によって決まり、流速が底質を動かす程度の大きさであっても、底質の冲向き成分に打ち勝つほど十分な大きさを持たない限り、一度動き始めた底質は沖方向へ転動していき易いと考えられる。

図5.2.11は、Case IV の結果であり、勾配を $1/20$ に敷きならした一様勾配海浜に $H_0/L_0=0.058$ の波が作用して10分後に形成された断面形状を有する海浜に、同一の波を作用させた場合である。なお、この海浜断面は、移動床海

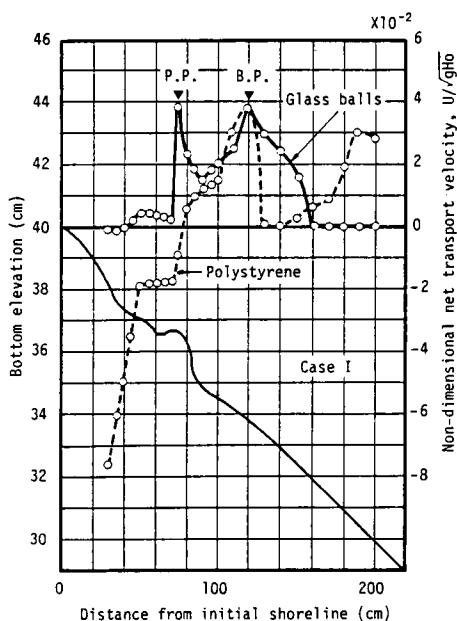


図5.2.8 底質のnetの移動速度の場所的分布 (Case I)

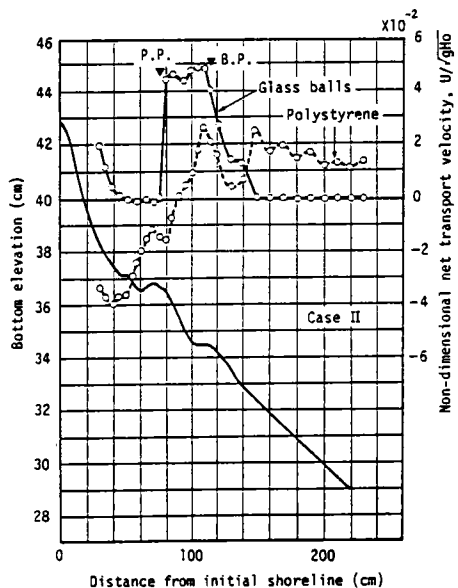


図5.2.9 底質のnetの移動速度の場所的分布 (Case II)

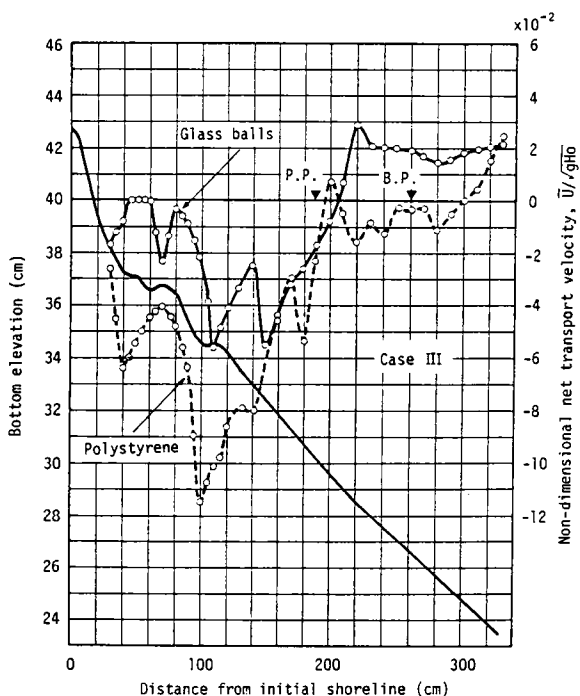


図5.2.10 底質のnetの移動速度の場所的分布 (Case III)

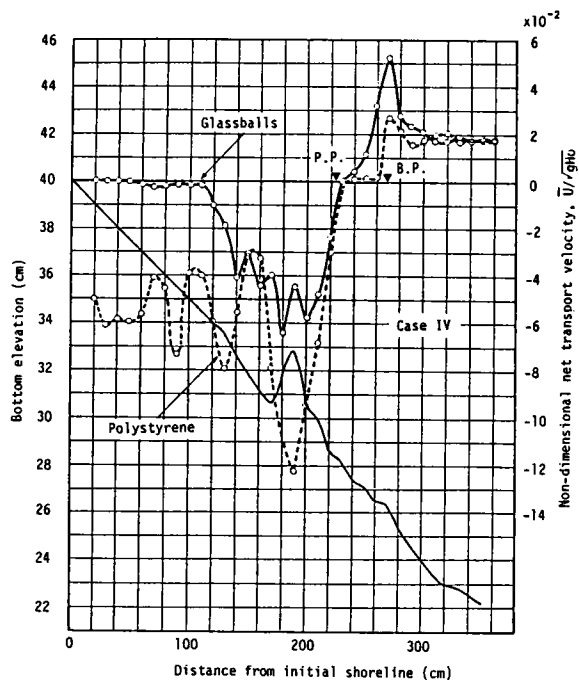


図5.2.11 底質のnetの移動速度の場所的分布 (Case IV)

浜では、 $X = 190$ cm付近の堆積部分がさらに成長していく途中でのものである。ガラス粒子およびポリスチレン粒子ともに、net の移動速度の場所的分布は、汀線近傍を除くと、一様勾配海浜におけるものと全体的には同じ変動傾向となる。すなわち、砕波による plunging point 付近を中心として沖側の領域では岸向き成分となり、岸側の領域では沖向き成分となる傾向を示すが、砕波後の領域におけるポリスチレン粒子の net の移動速度は、ガラス粒子の場合よりも変動が激しい。

以上の検討結果より、底質の net の移動速度の場所的分布傾向は、砕波後の波高変化と同様に、局所的な海底勾配の影響を強く受けることがわかった。

第3節 底質のnet の移動速度におよぼす要因に関する考察

(1) 沖波波形勾配の影響

(a) 海浜断面が一様な勾配を有する場合

図5.3.1は、一様勾配海浜におけるnetの移動速度の場所的分布を示し、(a)はCase Vの結果、(b)はCase VIの結果である。ガラス粒子の場合、汀線付近の net の移動速度の変動傾向に、沖波波形勾配の影響が顕著に現われている。すなわ

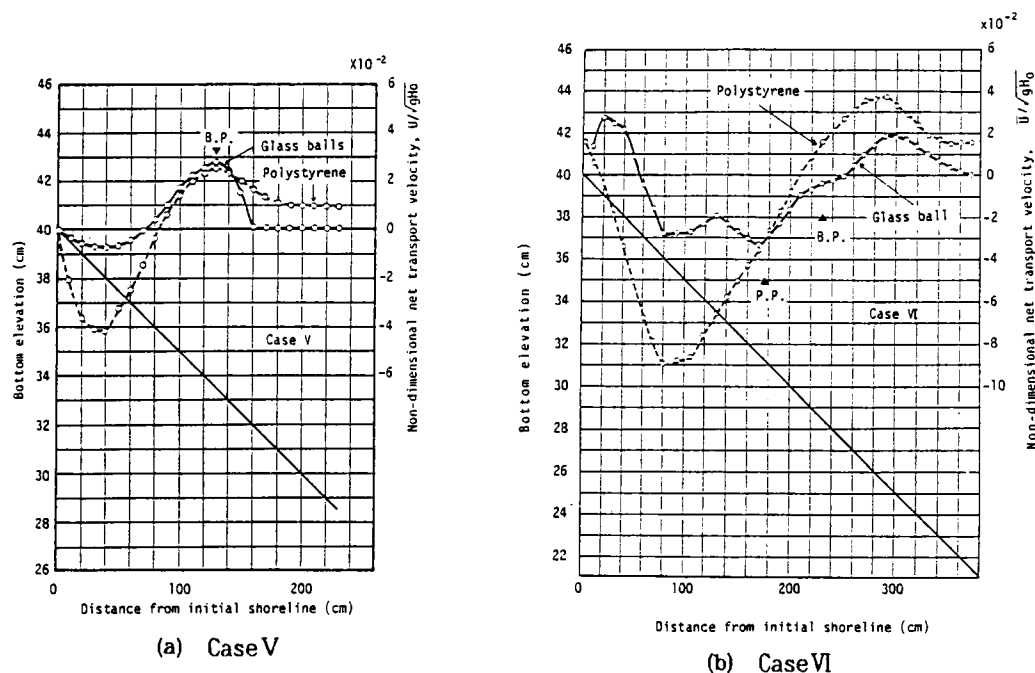


図5.3.1 底質のnetの移動速度に及ぼす沖波波形勾配の影響（一様勾配海浜の場合）

ち、 H_0/L_0 が大きくなると、図5.3.1 (b)からわかるように、汀線付近で岸向き成分となり、その結果、汀線近く ($X=60\text{cm}$) の場所に動的平衡点が現われる。それ以外の全体的な分布傾向はいずれの場合にも顕著な差は見られないが、 H_0/L_0 が大きい場合には、沖側の動的平衡点の現われる場所が、碎波点よりも沖側となることが異なる点である。他方、ポリスチレン粒子の場合、動的平衡点の現われる場所がガラス粒子の場合と異なることを除くと、netの移動速度の場所的分布におよぼす沖波波形勾配の影響はガラス粒子の場合と同様である。

(b) 海浜断面が一様でない場合

図5.2.9 および図5.2.10に示した結果にもとづいて検討すると、次のようである。Case IIの結果 (図5.2.9) によると、ガラス粒子の net の移動速度はほとんど全域にわたって岸向き成分となり、ポリスチレン粒子の場合は、碎波による plunging point 付近の動的平衡点を中心として沖側の領域では岸向き成分、岸側の領域では冲向き成分となる。沖波波形勾配が大きくなると、ガラス粒子の運動は、碎波による plunging point 付近で動的平衡点となり、この場所より沖側では岸向きの底質移動、岸側では冲向きの底質移動が卓越するようになる。また、ポリスチレン粒子の運動は、動的平衡点の現われる場所が碎波点よりも沖側に移動することと、plunging point 付近で岸向き移動が卓越することの2点を除けば、沖波波形勾配が小さい場合と同様の傾向を示している。

以上、底質のnetの移動速度におよぼす沖波波形勾配の影響を検討した結果、次のようなことが考えられる。検討に用いた図5.2.9, 図5.2.10, 図5.3.1 (a) および(b)のうち、沖波の条件、底質特性および海浜断面との関係が最も安定しているのは、図5.2.9におけるガラス粒子の場合である。その他の場合は、これら3者の間の相互作用がより安定な方向へと移行する過程の結果であると見なすことができる。このように考えると、掃流漂砂を対象とする限り、波の条件、底質特性および海浜断面とが安定な状態へと移行するにつれて、底質は岸方向に移動するようになるといえる。安定な状態でない場合の底質移動は、いずれの場合でも、碎波による plunging point 付近に現われる動的平衡点を中心として、沖側の場所では岸向きとなり、岸側の場所では冲向きとなり、結局この動的平衡点付近に底質の堆積部分が形成されるようになる。

(2) 波の浅水変形効果の影響

図5.3.2 は、底質の動き易さを示すと考えられるパラメータ \sqrt{gH}/w_0 (w_0 : 底質の沈降速度) を用いて、Case I と II におけるガラス粒子の net の移動速度をアーセル数 $U_r = gHT^2/h^2$ に対してプロットしたものであり、水

位変動の分布傾向が特徴的であると考えられる領域別にそれぞれ示している。 \sqrt{gH}/w_0 が小さい値となるガラス粒子の場合 ($\sqrt{gH}/w_0 = 2$ または 3)、 $U_r = 500$ よりも小さい領域では、Ursel 数が大きくなるにつれて net の移動速度は増加すること、同一の \sqrt{gH}/w_0 および Ursel 数でも、海浜断面がより安定した状態になると net の移動速度は小さくなることが読取れる。Ursel 数の増加にともなって、ガラス粒子の net の移動速度が大きくなるという結果は、波の非対称性が増すにつれて掃流漂砂の岸向き移動は卓越するという事実を裏づけるものである。しかしながら、碎波後の流体場におけるガラス粒子の net の移動速度は、Ursel 数が大きくなるにもかかわらず、顕著な変動傾向を見出すことが困難であり、波形の非対称性のみでは議論できないと考えられる。

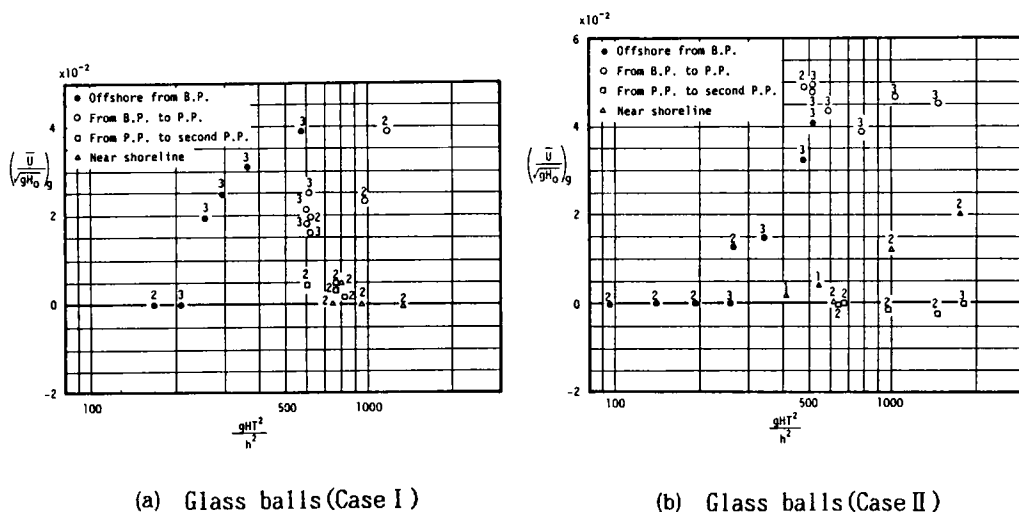
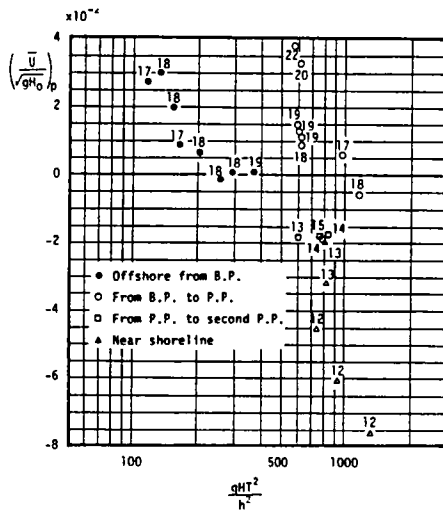


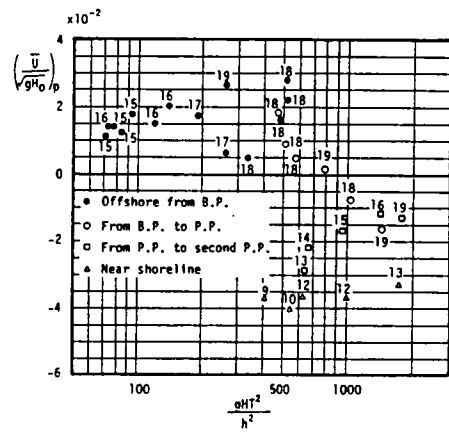
図5.3.2 波の浅水変形効果の影響

図5.3.3 は、図5.3.2 と同様のパラメータを用いて、Case I と II におけるポリスチレン粒子の net の移動速度について示したものである。この結果から、 \sqrt{gH}/w_0 の値が大きくなる、つまり底質比重が水粒子のそれに近くなると、Ursel 数に対する net の移動速度の変動傾向は海浜断面形状により異なることがわかる。すなわち、図5.3.3 (a)より、海浜断面の変形が一様勾配に比してあまり顕著でない場合は、 $U_r = 300 \sim 400$ の場所を中心として net の移動速度の変動傾向が異なる。 $U_r \leq 300 \sim 400$ の領域では、Ursel 数の増加につれて net の移動速度は減少し、ついには 0 に近い値となる。なお、 $\bar{U}/\sqrt{gH_0} = 0$ となるこの場所はポリスチレン粒子の運動における動的平衡点である。また、

$U_r \geq 400$ の領域では, Ursel 数に対する net の移動速度の変動は急激であり, Ursel 数のみでは論じることができないようである。他方, 海浜断面の変形が顕著になると, $U_r = 200$ の場所を中心として Ursel 数に対する net の移動速度の変動傾向が異なる。ポリスチレン粒子の net の移動速度は, $U_r \leq 200$ の領域では Ursel 数の増大にともなって増加するが, その割合は小さく, $U_r \geq 200$ の領域では Ursel 数が大きくなるにつれて減少することが読取れる。ただし, この傾向は砕波による plunging point よりも沖側の領域に関していえることであり, 砕波帯内では明瞭な関係を見出すのは困難である。



(a) Polystyrene (Case I)



(b) Polystyrene (Case II)

図5.3.3 波の浅水変形効果の影響

以上, 底質の net の移動速度におよぼす波の浅水変形効果の影響を, Case I と II の場合にもとづいて検討した。その結果, 掃流漂砂の net の移動速度は, 海浜断面の形状に関係なく, 砕波による plunging point よりも沖側の領域では Ursel 数の増加につれて net の移動速度は大きくなるが, 砕波帯内では明瞭な変動傾向は見出せないことがわかった。他方, 水の比重に近いポリスチレン粒子の net の移動速度におよぼす波形の非対称性の影響は, 砕波による plunging point の場所を中心として異なり, この場所よりも岸側の領域ではガラス粒子の場合と同様明瞭でないが, 沖側の領域では海浜断面形状によっても異なることがわかった。すなわち, 海浜断面の変形が顕著でない場合, Ursel 数が大きくなるにつれて net の移動速度は小さくなり, 一様勾配斜面における波による質量輸送速度の変動傾向と同様になる。一方, 海浜断面の変形が顕著な場合は, 砕波点よりも沖側の場所 ($U_r \leq 200$) では, Ursel 数の増加にとも

なって net の移動速度は大きくなるが、その割合は小さく、砕波点と plunging point の間の領域では、Ursel 数が大きくなるにつれて net の移動速度は減少するという傾向を示す。なお、砕波点と plunging point の間の海底地形がほぼ一様勾配に近いことから、次のようなこともいえる。つまり、海浜断面の変形程度にかかわらず、砕波による plunging point の場所よりも沖側の領域で、かつ海底断面が一様勾配に近い場所での底面近傍の質量輸送速度は、一様勾配海浜上の質量輸送速度と同様な波の浅水変形効果の影響を受けることである。

第4節 結 語

本章では、断面形状が一様勾配でない海浜における波高分布および底質の net の移動速度を実験的に調べ、海浜断面形状の変形にともなう波高分布および底質の net の移動速度の場所的分布の変動特性を検討するとともに、net の移動速度におよぼす波の浅水変形効果の影響について考察した。

第1節では、まず漂砂現象が 流体場－底質移動－海底断面形状の間の相互作用系であることを述べ、それらの相互作用について概説した。それを受けて、次に、底質の net の移動特性は海浜断面の変形にともなって変化すると考えられるので、海浜過程の機構を解明するためには、一様勾配海浜における底質の移動特性を明らかにするだけでは不十分であり、波が作用するにつれて変形していく海浜断面における底質の移動特性を明らかにする必要があることを指摘した。

第2節では、平衡海浜へと変形していく過程での海浜断面における波高分布および底質の net の移動速度に関する実験を行い、その結果にもとづいて、変形断面海浜における波高分布および底質の net の移動速度の場所的分布特性を検討するとともに、net の移動速度におよぼす波の浅水変形効果の影響について考察した。その結果、次のようなことが明らかにされた。①砕波限界における波高水深比 (H/h)。および砕波後の波高比 H/H_b の分布を一様勾配斜面上で得られた結果に対してプロットしたところ、(H/h)。および H/H_b の値はいずれもその場所での海底勾配に応じて変動し、局所的な海底勾配の影響を強く受ける。② 海底勾配が $1/30$ よりも急な場合の $0.6 < h/h_b < 1.0$ の領域における波高減衰率は、一様勾配海浜上では spilling breaker の方が plunging breaker よりも大きい、海浜断面の変形が顕著になると逆の傾向を示す。③ ガラス粒子の net の移動速度は、変形の初期段階における場合と、海底断面の変形がかなり進行した場合とは異なる場所的分布を示し、さらに海底断面と流体場との相互作用の程度により、変形の初期段階においても異なる。すなわち、変形初期段階で、

かつ流体場が海浜断面の局所的な変形の影響をあまり受けない場合には、一様勾配海浜における net の移動速度と似た分布傾向を示す。一方、変形初期段階でも、流体場特性が局所的な海浜断面の影響を受けるようになると、砕波点と砕波による plunging point 付近で、岸向き成分が最大となり、この二つの場所にはさまれる領域では小さい岸向き成分となる分布形状を示す。また、断面の変形がかなり進行すると、砕波点から plunging point にかけて岸向き移動速度の減少が見られなくなり、この領域ではいずれの場所でも net の移動速度の岸向き成分が大きい値となる。さらに、汀線付近では、海底勾配が急になるにつれて、岸向き移動速度が増加するようになる。④ポリスチレン粒子の net の移動速度は、全体的分布傾向はいずれの海浜断面形状においても変わらず、砕波による plunging point の場所付近を中心として沖側の領域では岸向き成分となり、岸側の領域では沖向き成分となるが、海浜上の各場所では値の変動が激しく、海底断面の局所的な変形に起因する流体場特性の影響を強く受けると考えられる。⑤ガラス粒子の net の移動速度におよぼす波の浅水変形効果の影響は、砕波帯内では明確な変動傾向が見出されないが、砕波による plunging point よりも沖側の領域では顕著となり、Ursel 数の増加につれて net の岸向き移動速度が大きくなる。このことは、波形の非対称性が大きくなると、掃流漂砂の岸向き移動が増大するという Bowen⁴⁾ の理論的検討結果を裏づけるものである。⑥水の比重に近いポリスチレン粒子の net の移動速度におよぼす波の浅水変形効果の影響は、砕波による plunging point 付近の場所を中心として異なり、この場所よりも岸側の領域ではガラス粒子の場合と同様明瞭ではないが、この場所よりも沖側の領域で、かつ海底勾配がほぼ一様に近い場合は、Ursel 数の増加にともなって net の移動速度が減少する。この傾向は一様勾配斜面上の底面における質量輸送速度におよぼす波の浅水変形効果の影響と同様である。

参 考 文 献

- 1) Hino, M. : Turbulent flow with suspended particles, Journal Hydraulics Division, ASCE, Vol.89, No.HY4, Proc. paper 3579, pp.161-185, 1963.
- 2) 土木学会編：水理公式集，昭和60年改訂版，土木学会，1985.
- 3) 佐々木幹夫・佐伯浩：砕波後の波の変形に関する研究(2)，第21回海岸工学講演会論文集，pp.39-44，1974.
- 4) Bowen, A.J. : Simple model of nearshore sedimentation, beach profile and longshore bars, Proc. Coastal line of Canada Conf., 1979.

第 6 章 岸沖掃流漂砂の移動モデルと 断面変形機構に関する研究

第 1 節 概 説

海浜の変形は単に砂が移動するのみでは起こらないのであり、砂の移動量が場所的に一様でないために海底地形が変動する。また、漂砂の移動形態には、大別して掃流と浮遊の二つがあり、前者は底面上の砂礫粒子におよぼす流れ方向の流体力によるものであり、後者は流体の乱れによる拡散現象によるものであって、両者の力学的機構は異なる。したがって、海浜変形を予測するためには、漂砂の移動形態とともに、漂砂の移動量を定量的に精度よく予測できるモデルを確立する必要がある。

本章では、底面上を運動するポリスチレン粒子およびガラス粒子の波の 1 周期間における net の移動速度と移動方向の実験結果にもとづいて、岸沖掃流漂砂の移動モデルを提案し、そのモデルにもとづいて移動床海浜断面の変形過程を論じる。

net の移動量にもとづいて底質の移動方向や海浜断面形状の変形過程を論じたものとして、“null point”の概念による底質の淘汰篩分け作用に関する研究がある。とくに、Cornaglia (1898)¹⁾、Ippen および Eagleson (1955)²⁾、Eagleson および Dean (1961)³⁾らの研究は、海浜断面の変形機構の理論的解析の第一歩を踏み出したものと考えられている。しかしながら、移動床における底質の移動特性を説明するには、それらの研究ではまだ不十分であることも指摘されている。次節では null point の概念にもとづく底質の移動特性に関する従来の研究について概説する。

第 2 節 Null point の概念に関する従来の研究

Cornaglia (1898)¹⁾は底質粒子に作用する力として、重力と波運動による流体力とを取りあげ、前者は底質の沖方向への移動を、また後者は底質の岸方向への移動を支配する重要なパラメーターであるとみなした。そして、水粒子速度の波の 1 周期間における総和にもとづいて底質の移動を考察し、図 6.2.1 に示すように、底質の移動限界流速を考慮した速度変動（図 6.2.1 における斜線部分）の波の 1 周期間における総和に応じて、底質の net の移動方向が決まると考えた。

底質が net として移動しない場所を null point と定義し、この場所では底質粒子は単に往復運動するだけである。この null point を中心として底質の net

の移動方向が異なり、沖側の場所では重力効果によって冲向きとなり、岸側の場所では波の有限振幅性により岸向きとなる。したがって、null point の場所は、底質に作用する冲向き重力成分と波による岸向き流速成分とがバランスする場所となり、底質の粒径が大きいほど浅くなると考えられる。

また、ある水深に異なる粒径の底質が存在する場合には、そのうちの一つの粒径だけが null point となり、それより大きい粒径の底質は沖方向に移動し、小さい粒径の底質は岸方向に移動するということになる。

このように、null point の場所が底質粒径および波の特性によって変化するという事実にもとづいて、底質の淘汰作用が論じられる。

Ippen および Eagleson (1955)²⁾ は、粗度を有する固定斜面上の単一粒子の運動を理論的に考察し、Cornaglia によって示された null point の現われる水深を波の特性と底質特性との関係で表現した。理論展開における主要な仮定は次の三つである。

- (1) null point の場所を中心とした底質の移動方向に対する考え方は Cornaglia のそれと同じである。
- (2) null point よりも沖側の場所で冲向きに移動する底質粒子は、水粒子速度が底質の移動限界流速に等しくなる場所で静止する。
- (3) 底質粒子は底面上を自由に運動するものとし、底質粒子の移動におよぼす底面粗度の効果を考慮しない。

このような仮定のもとで導かれた式の中の定数を決定するために、表面に砂粒をはりつけたこう配 1/15 の固定斜面を用いて実験を行った。その結果の 1 例が 図6.2.2 である。この図からわかるように、net の移動速度が 0 となる場所は、砕波点近傍と沖側の場所においてであり、null point は砕波点近傍の 1 か所のみ現われる場合と 2 か所現われる場合とがある。波形勾配 0.0209,

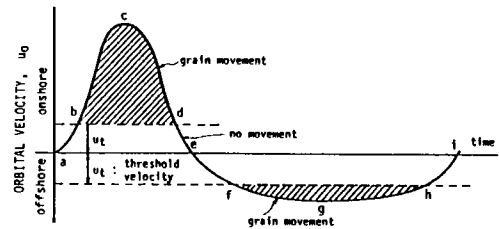


図 6.2.1 非対称な流速変動の場合における底質移動 (Komar より)¹⁾

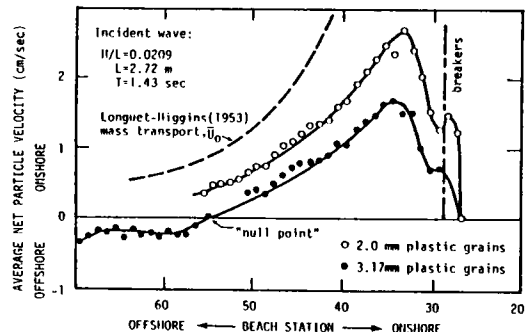


図 6.2.2 傾斜海浜における単一粒子の岸沖方向移動速度の 1 例 (Ippen と Eagleson より)²⁾

周期 1.428sec の波が作用する場合、粒径3.17mmのプラスチック粒子のときは2カ所で null point となり、沖側の null point が Cornaglia によって定義されたものに対応する。

なお、Ippen らの論文の中で示されているnet の移動速度に関する実験結果のうち Cornaglia によって定義された null point が現われるのは、プラスチック粒子の場合においてであり、22例中4例のみである。その他の場合、ガラス粒子も含めて、碎波点付近の動的平衡点は、いずれの場合でも必ず現われるが、沖側で net の移動速度が0となる場所については、現われたり、現われなかったりする場合がある。沖側で net の移動速度が0となる場所が現われる場合、その場所よりも沖側のデータが示されておらず、この場所よりも沖側での net の移動の有無を判定することができない。

Ippen らは、数多くの実験結果にもとづいて検討した結果、勾配 1/15 の斜面の場合、相対粗度（粗度高さに対する底質粒径の比）および底面境界層厚さに関係なく、null point の現われる水深が、次式で表わされることを示した。

$$\left(\frac{H}{h}\right)^2 \left(\frac{L}{H}\right) \left(\frac{C}{w_0}\right) = 11.6 \quad (6.2.1)$$

ここに、H：波高、L：波長、C：波速、h：水深、 w_0 ：底質粒子の沈降速度である。

Eaglesonおよび Dean (1961)³⁾は、null point の仮説を検討するために、底面が滑らかな場合と粗い場合におけるガラス粒子およびプラスチック粒子の net の移動速度を実験によって求めた。図6.2.3 はその1例である。Eagleson らは、この図に示された滑面上を移動するガラス粒子（平均粒径 3mm）の結果にもとづいて、底質の移動方向を次のように論じている。net の移動速度が0になるのは斜面上の No.48 の場所においてであり、その場所では底質が往復運動するのみである。この平衡点よりも沖側の場所に同一の底質を投

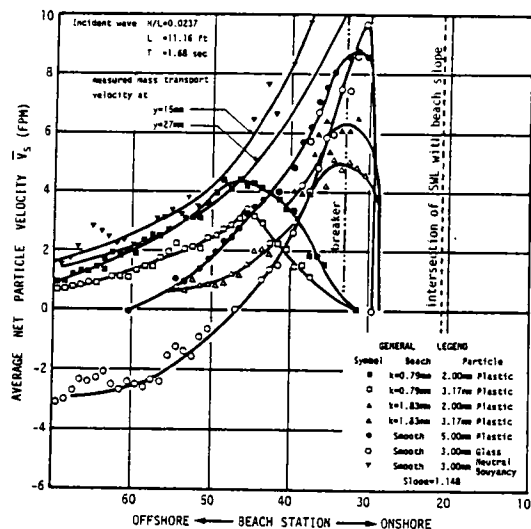


図6.2.3 傾斜海浜における固体粒子のnetの移動速度の分布、斜面勾配1/15 (Eagleson と Deanより)³⁾

入すると、重力効果のために底質は冲向きに移動する。水深がより深くなると、波の峯の位相における水粒子速度が岸向きの移動限界流速よりも小さくなり、底質は波の谷の位相においてのみ冲向きに移動する。さらに水深が深くなると底質は移動しなくなり、静止する。他方、平衡点よりも岸側の場所では、流体力が底質移動の支配要因となる。水深が浅くなるにつれて、水粒子速度は波の峯の位相において急激に増加するために、net の移動速度の岸方向成分もかなり増大する。波が砕ける場所では、先行する波の戻り流れのために底質の岸方向への運動は妨害され、底質はもう一つの平衡点に達する。

Eagleson らはさらに、底質粒子の運動におよぼす底面境界層の効果を考慮することにより、固定斜面上を浮遊することなく運動する底質粒子の移動を理論的に検討した。理論展開における主要な仮定は次のようである。

- (1) 底質の移動方向に対する考え方は、Cornaglia によるものと同じである。
- (2) 底面境界層に関する条件は、滑面上の境界層の結果にもとづいて考察する。
- (3) 水粒子速度におよぼす底面粗度の影響は、底面近傍の水粒子速度の瞬間値に対して考慮する必要があるが、net の移動速度に対しては無視しうるものとする。

このような仮定によって底質粒子の運動方程式を簡略化し、null point の概念を用いて、局所的な斜面勾配および底質粒径と波の条件とが平衡を保つ条件式として次式を導いた。

$$D_e^{6/7} \sin \alpha = (7.60 \times 10^{-6}) \bar{U}_0 \left(\frac{\pi}{\nu T} \right)^{4/7} \quad (6.2.2)$$

ここに、 D_e : null pointとなる底質の粒径、 α : 局所的な斜面傾斜角、 \bar{U}_0 : Longuet-Higgins による底面近傍の質量輸送速度、 ν : 水の動粘性係数、 T : 波の周期、である。また、現地観測のデータを用いて式 (6.2.2) の妥当性を検討した結果、両者は平均的によく合うとしている。

Eagleson, Glenne, および Dracup (1963)⁴⁾ は、斜面勾配を $\sin \alpha = -dh/dx$, 底質粒径 D_e を一定値として式 (6.2.2) を積分することにより、一様粒径の平衡海浜の断面形状を表わす理論式を導いた。この場合の平衡海浜は、局所的な海浜勾配が海浜の到る所で null point の条件を満たすような断面形状である。

図6.2.4 は理論式による計算結果を模型実験の結果とともに示したものであるが、両者はほとんど一致しない。

実験的に底質の移動方向を検討したものとして、Zenkovich (1946)⁵⁾, King および Williams (1949)⁶⁾, Miller および Zeigler (1958)⁷⁾, そして Murray (19

67)⁸⁾らの研究がある。これらの研究では、以下に概説するように、Cornaglia および Ippen らによって定義された null point にもとづく底質の移動方向だけでなく、海浜断面に沿う岸沖漂砂の移動方向についても検討されている。

Zenkovitch (1946)⁵⁾ は、底質粒径と移動方向との関係を検討するために、粒径の異なる砂粒を色づけしてトレーサーとし、それらを同時に沖浜領域に投入して移動方向を調べた。その結果として、

- (1) 底質粒径に近いトレーサー粒子は、動的平衡を示す null point のような状態で往復運動する。
- (2) 大きい粒径の粒子は岸方向に移動し、小さい粒径の粒子は沖方向に移動する。ということを示した。Zenkovitch の結果は、ある種の null point の存在を示すものであるが、Cornaglia や Ippen らによって定義された null point 仮説にもとづく底質の移動特性とは逆の傾向となっている。

King および Williams (1949)⁶⁾ は、1/12, 1/15 および 1/20 の 3 種類の初期一樣勾配海浜にいろいろな条件の波を作用させて実験を行い、砕波帯を中心として岸側および沖側における底質の移動方向を調べ、次のような結果を示した。

- (1) いずれの実験条件においても、砕波帯の沖側の場所にある底質は岸向きに移動し、水深が浅いほど、また波高が大きいほど移動量が増加する。
- (2) step 型海浜を生じさせる条件の波を作用させた場合、砕波帯の外側および内側のいずれの場所においても、砂は岸向きに移動する。
- (3) bar 型海浜を生じさせる条件の波を作用させた場合、砕波帯の沖側の場所の砂は岸向きに移動し、砕波帯内の砂は沖向きに移動する。

Miller および Zeigler (1958)⁷⁾ は、平均粒径の場所的分布特性を現地観測によって調査し、Ippen と Eagleson (1955)²⁾ により示された null point に関する式 (6.2.1) を用いて、平均粒径の岸方向への変動傾向を検討した。その結果、砕波帯に近づくにつれて平均粒径が大きくなり、底質の淘汰作用が顕著になることを示した。この結果に関する限り null point 仮説にもとづく予想結果と一致するが、null point の沖側の場所における沖向き底質移動を考えない Miller らの

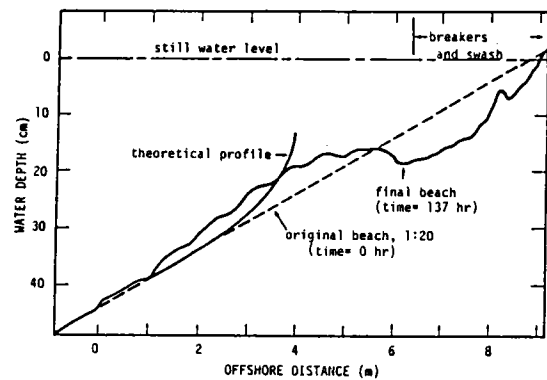


図6.2.4 Null point 仮説にもとづく海浜断面形状と移動床模型実験による結果との比較(Eagleson, Glenne および Dracup より)⁴⁾

結果は, null point 仮説を裏づけるものではない。この場合には, 底質の淘汰作用が他の機構によって生じていることを示すものと考えられる。

Murray (1967)⁸⁾ は, 現地における底質の移動方向を調べるために, 米国の Massachusetts 州にある Buzzards 湾の中で, 浅水変形する波の碎波帯の沖側に, 粒径が 0.25mm, 0.50mm, および 1.00mm の着色トレーサーを投入した。波が浅水変形する場所は, 局地的な風の影響しか受けず, 波の条件は波高 20~36cm, 波の周期 2.4~3.6sec である。このような条件のもとで得られた結果は次の 2 点である。

(1) net の移動方向は, いずれの粒子も, すべて岸向きであり, 粒径が粗いほど移動量が多い。

(2) 粒径 0.25mm のトレーサーは, 沖方向に拡散する傾向が見られた。

Murray は, Longuet-Higgins (1953)⁹⁾ が導いたような鉛直分布を有する流れを仮定することにより, この現地観測結果を説明している。すなわち, 粒径 0.25mm の細かい粒子は, 底面から上方へ浮遊して沖向きの流れによって沖方向に運ばれ, 粗い粒子は bed-load として底面近傍にとどまり, 波による岸向きの質量輸送により岸方向に運ばれるという想定である。

第 3 節 Null point 仮説における問題点

前節で概説したように, null point 仮説にもとづく岸沖漂砂の移動特性と移動床海浜における底質の移動特性との整合性は良いとは言えない。その理由として, Münch-Peterson (1950)¹⁰⁾ は底質移動における重力効果の過大評価を指摘している。すなわち, 水深あるいは底面勾配に関係なく, 重力の影響は流体力に比べて非常に小さく, 底質移動における重力の効果は重要でないとし, null point 仮説が妥当でないと考えた。Komar (1976)¹¹⁾ は, 底質の移動方向を支配するのは砂澁の存在であり, Cornaglia や Ippen らによって考えられた機構とは異なると述べている。これは, 砂澁が存在するために, 底面上の砂が上方に移動することを Inman と Bowen (1963)¹²⁾ およびその他の実験から見出した知見である。さらに Komar は, 粗度をつけた一様勾配斜面上の単一粒子の運動は, 砂澁が存在する移動床における底質の運動を十分に表わすものではないとし, Ippen と Eagleson (1955)²⁾, および Eagleson と Dean (1961)³⁾ らの底質移動に関する実験の不十分性を指摘している。

本節では, 底質の移動機構を論じる場合の null point 仮説の問題点は, (1) 議論の展開において, 底質移動におよぼす底面粗度の効果を見逃したために, 碎波点より沖側領域の底質移動限界を適切に評価していない, (2) null point 仮説を裏づけるために用いた実験データが適切でない, という 2 点であることを指摘し, さ

らに bed-load として底質が移動する場合に重要となる場所は、砕波点よりも少し岸側の場所に現われる null point であることを示す。なお、この null point は Cornaglia によって定義された null point とは別の動的平衡点である。

図6.3.1は、1/20 勾配の粗い斜面上における $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ と滑らかな斜面上における粒径 $D=2.3\text{mm}$ のときの $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})$ とを h/h_b に対してプロットし沖波波形勾配別に示したものであり、 $h/h_b=1$ の砕波点より沖側の領域で $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_s=0$ となる場所付近の底質の平均移動速度におよぼす相対粗度の効果を検討するためのものである。

いずれの沖波波形勾配においても、相対粗度 k_s/D の値が0である滑面の場合と 0.61~1.30の場合とでは、平均移動速度の分布におよぼす相対粗度の効果は異なることがわかる。すなわち、 $h/h_b > 1.0$ の領域で $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_s=0$ となる場所よりも沖側の領域では、滑面である $k_s/D=0$ の場合の平均移動速度は沖向き成分となるが、 $k_s/D=0.61\sim 1.30$ の場合には、沖向き成分とはならず0となる。この傾向は Ippen ら (1955)²⁾ の実験結果においても見出される。Ippen らの実験結果の場合には、ガラス粒子の net

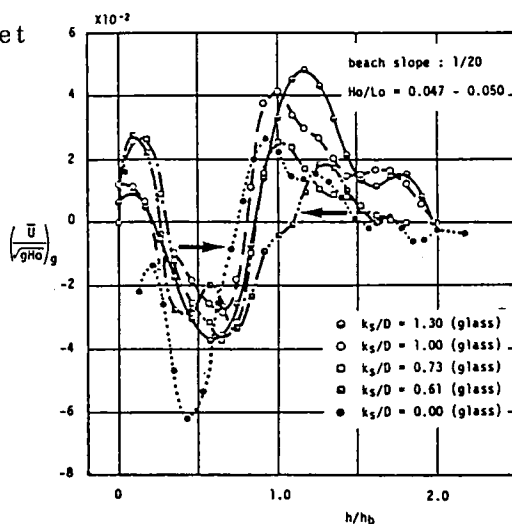
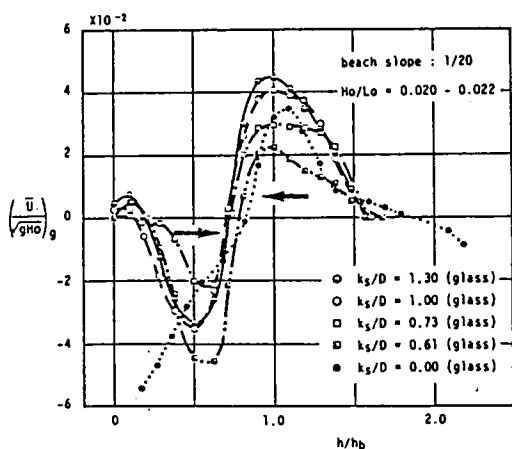
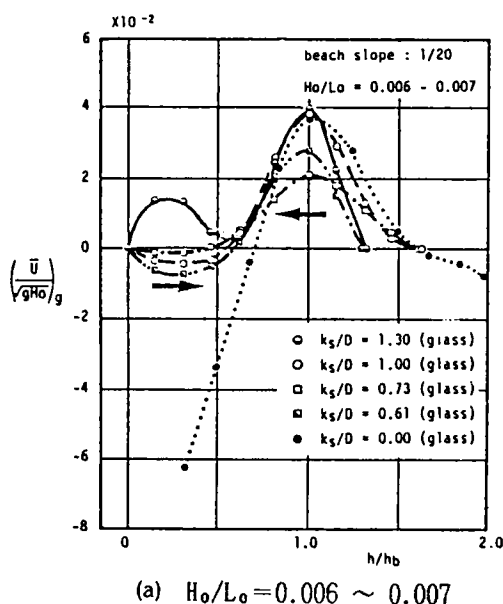


図6.3.1 各種の固体粒子のnetの移動速度の場所的分布 (斜面勾配1/20)

の移動速度が0となる場所よりも、さらに深い水深でのデータは示されていない。また、Eagleson ら (1961)³⁾ が null point 仮説を裏づけるために用いたデータは、滑らかな斜面上で運動するガラス粒子の結果であり、図6.3.1 における $k_s/D = 0$ の場合に相当する。したがって、沖側の null point よりもさらに沖側の場所で、net の移動速度が沖向き成分となるのは予想することのできる結果である。

図6.3.2 は、砕波点より沖側の場所における null point あるいは net の移動速度が0となる水深を波の特性と底質特性との関係で表現した Ippenら(1955)の実験結果²⁾ に本研究で得られた実験データを合わせてプロットしたものである。本実験のデータはすべて丸印で示しており、記号の周囲に bar のないものが勾配1/20の粗い斜面上における結果を示し、滑らかな斜面上(勾配1/10および1/20の2種類)で運動する $D=2.3\text{mm}$ のガラス粒子の結果は記号の周囲に bar を付けて示した。左右に bar のあるものが勾配1/10の結果を、上下に記号のあるものが勾配1/20の結果をそれぞれ示している。図中、横軸の値が7、縦軸の値が0.4 付近にプロットされるデータは、粗度の中に埋没する底質に $H_o/L_o=0.007$ の波が作用する場合の結果であり、このデータを除くと、粗い斜面上における本実験の結果は、Ippen らによって示された直線関係の周囲にプロットされている。このことから、Ippen らによって示された直線関係は粗い斜面上における底質の移動限界水深を表わすと考えられる。底面が滑らかな場合の結果は、データ数が少ないので明らかな傾向を見出すのはむづかしいが、いずれのデータも図中の直線より少し上側にプロットされるようである。

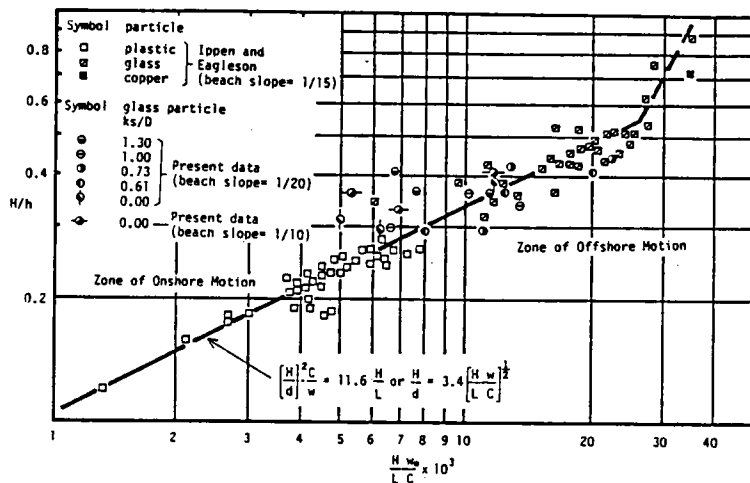


図6.3.2 Null point および net の移動速度
が零となる点での H/h と $H/L \cdot w_o/C$
との関係(IppenとEaglesonより)²⁾

以上の結果からわかるように、Cornaglia によって定義された null point は、相対粗度が非常に小さい場合に存在し、相対粗度が1.0に近い場合には存在しない。 k_s/D が1.0に近い場合、碎波点よりも沖側で $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_s = 0$ となる場所は底質の移動限界に相当し、動的平衡点とはならない。したがって、底質の平均移動速度におよぼす底面粗度の効果を見捨てることはできず、null point 仮説にもとづく底質の移動に関する Ippen ら(1955)の仮定²⁾は妥当でないことがわかる。同様の理由により、沖側の null point よりも、さらに沖側の場所に移動限界水深が存在するという null point 仮説にもとづく想定は底質が浮遊せずに移動する場合には誤りであると考えられる。

次に、null point 仮説を裏づけるために用いた実験データの不適切性について述べる。Ippen と Eagleson (1955)²⁾ は、粗い斜面上で運動するプラスチック粒子(比重1.29)の実験結果にもとづいて、底質移動を論じている。しかしながら、前節で述べたように、Ippen らの実験結果のうち Cornaglia によって定義された null point が現われるのは、プラスチック粒子の場合においてであり、22例中4例のみである。その他の場合、ガラス粒子も含めて、碎波点より沖側で net の移動速度が0となる場所は現われたり、現われなかったりする。現われる場合、その場所は底質の移動限界に相当し、動的平衡点とはならない。また、プラスチック粒子の比重は水のそれよりも少し大きい、砂の比重に比べるとかなり小さいことを考慮すると、プラスチック粒子の沖向き移動は、粒子が粗度近傍の乱れにより、底面上方に浮遊して移動した結果であると思われる。このような理由により、プラスチック粒子の運動は、底面上を浮遊することなく移動する底質の運動を十分表現していないと考えられる。

Eagleson と Dean (1961)³⁾ は滑面上で運動するガラス粒子の結果にもとづいて、null point 仮説を説明している。しかしながら、前述したように、平均移動速度におよぼす底面粗度の影響は見捨てることはできない。したがって、滑面上における底質の運動は、底面に粗度が存在する場合の底質の運動を十分に表現しないと思われる。

Eagleson, Glenne, および Dracup (1963)⁴⁾ によって示された図6.2.4のうち、実験によって得られた海浜断面は、底質が浮遊して沖方向に移動した結果、形成される典型的な形状である。したがって、Eagleson, Glenne らは、底質が浮遊して移動する場合の実験データを用いて、null point 仮説にもとづく底質の移動機構を検討したことになる。null point 仮説にもとづいて導かれた理論による断面形状と実験結果とは、底質の移動機構が異なるので、両者を比較検討することは適切でない。

第4節 固体粒子の net の移動速度にもとづく底質移動モデル

本節では、粗度を有する一様勾配斜面上で運動する固体粒子の、波の1周期間における net の移動速度と移動方向の実験結果にもとづいて、本章で提案する底質移動モデルの基本的な考え方を説明する。

トレーサー粒子の比重から、ポリスチレン粒子（比重1.03）の波の1周期間における net の移動速度は、水粒子の質量輸送速度にほぼ等しく、ガラス粒子（比重2.23～2.49）の net の移動速度は、波による砂粒子の正味の移動速度を表わすと考えられる。第4章で述べたように、底面上を運動するガラス粒子の net の移動速度 $(\bar{U} / \sqrt{g H_0})$ 、の分布形状は質量輸送速度 $(\bar{U} / \sqrt{g H_0})_p$ の分布形状とよく似ているが、net の移動速度が0となる場所は相対粗度 k_s/D および浮遊し易さの程度により異なり、 $(\bar{U} / \sqrt{g H_0})_p$ と $(\bar{U} / \sqrt{g H_0})$ の量的関係は碎波帯の内と外とでは異なる。このような結果は、波による質量輸送速度と底質の net の移動速度との間には、ある関係が存在するが、掃流状態で運動する底質の移動方向や侵食・堆積場所を質量輸送速度の分布特性にもとづいて詳細に検討するには問題があることを示すものである。

したがって、ここでは、ガラス粒子の net の移動速度の場所的分布特性から底質の移動方向を検討し、その結果にもとづいて海浜断面の侵食・堆積場所を論じることにより、岸沖漂砂が掃流状態で移動する場合の海浜断面形状の変形機構を明らかにする。さらに、質量輸送速度の鉛直分布に関する従来の研究成果にもとづいて、岸沖漂砂が浮遊状態で移動する場合の海浜断面形状の変形機構についても考察する。

(1) Net の移動速度の分布形状の一般化

ガラス粒子の net の移動速度 $(\bar{U} / \sqrt{g H_0})$ 、は沖波波形勾配 H_0/L_0 および相対粗度 k_s/D によって異なる値となるが、分布形状からわかるように、null pointの現われる場所、 $(\bar{U} / \sqrt{g H_0})$ の絶対値の最大値が現われる場所、および net の移動方向は、 H_0/L_0 および k_s/D に関係なくそれぞれほぼ同じ場所となる。したがって、 $k_s/D = 1.0$ の場合を例として $(\bar{U} / \sqrt{g H_0})$ 、の分布形状を一般化する。 $(\bar{U} / \sqrt{g H_0})$ の分布形状におよぼす沖波波形勾配の影響は、移動限界および汀線付近において顕著に現われるが、分布形状を図6.4.1に示すように一般化することができる。座標の横軸は h/H_0 、縦軸は $(\bar{U} / \sqrt{g H_0})$ の値であり、 $(\bar{U} / \sqrt{g H_0})$ の正の値は底質の岸向き移動を、負の値は冲向き移動を示す。図において、場所①は底質の移動限界水深、場所②および③は net の移動量が0となる動的平衡点、場所④は静水時の汀線をそれぞれ示している。なお、碎波点は $(\bar{U} / \sqrt{g H_0})$ の岸向き成分が

最大となる場所の近傍に位置する。

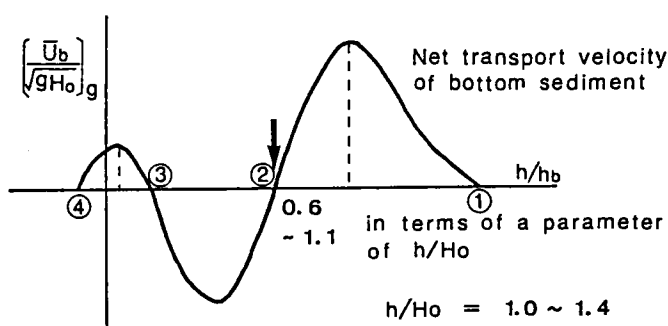


図6.4.1 底質のnetの移動速度の場所的分布
の典型的な形状

図6.4.2 は、null point となる水深を碎波水深で無次元化し、沖波波形勾配に対してプロットしたもので、相対粗度別に示してある。これは null point の現われる水深におよぼす沖波波形勾配の影響を検討するためのものである。この図から次のことがわかる。碎波による plunging point 付近に現われる null point の場所は、 k_s/D の値に関係なく、沖波波形勾配が小さくなるにつれて、碎波水深よりも岸側の浅い場所に現われる傾向がある。また、汀線近くに現われる null point の水深も H_0/L_0 の影響を受けるが、その程度は小さい。

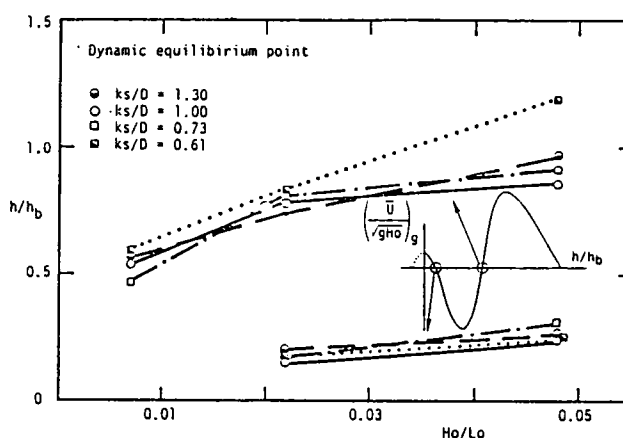


図6.4.2 動的平衡点となる場所の水深に及ぼす
沖波波形勾配の影響 (k_s /底面粗度の高さ、 D :底質粒径)

図6.4.3 は、net の移動速度が岸方向および沖方向に最大となる水深を、図6.4.2 と同様に示したものである。この図から次のような傾向を見出すことができる。すなわち、いずれの場合にも、 H_o/L_o の値が小さくなるにつれて h/h_b の値も小さくなるが、とくに net の移動速度の沖向き成分が最大となる場所が現われる水深は、 H_o/L_o の値が0.02よりも小さくなるとかなり浅い場所となる。

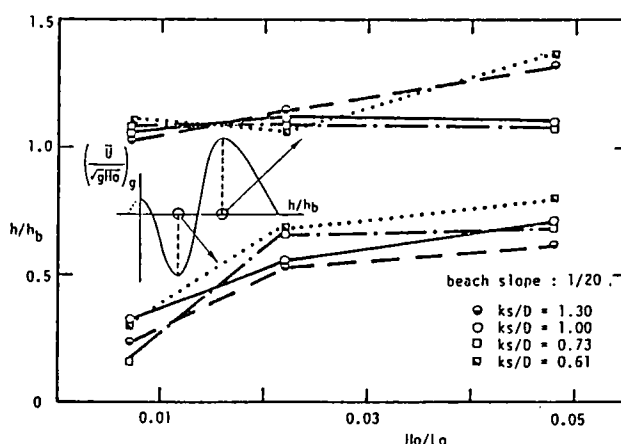


図6.4.3 Net の移動速度が最大となる場所の水深に及ぼす沖波波形勾配の影響
(k_s : 底面粗度の高さ、 D : 底質粒径)

(2) 底質の移動特性および海浜断面形状の変形特性

図6.4.1からわかるように、底質の移動方向は、砕波による plunging point に相当する場所②よりも沖側では、いずれの場所でも岸向きであるが、砕波帯では汀線に近い場所に変化する。すなわち、場所②の動的平衡点を中心として沖側の場所では底質は岸向きに移動し、岸側の場所では沖向きに移動する。また、場所③の動的平衡点を中心として沖側の場所では底質は沖向きに移動し、岸側の場所では岸向きに移動する。したがって、底質の移動方向から判断すると、場所②の動的平衡点は底質が堆積する場所となり、場所③は侵食される場所になると考えられる。

このように、底質の移動方向および侵食・堆積場所は、 $(\bar{U} / \sqrt{g H_o})_s$ の場所的分布にもとづいて予測することができる。しかしながら、海浜断面形状の変形は net の移動量の場所的変動に起因するものであるから、海浜断面の変形を論じるためには、 $(\bar{U} / \sqrt{g H_o})_s$ の場所的変化を検討する必要がある。図6.4.4 は h/H_o に対する $(\bar{U} / \sqrt{g H_o})_s$ の変化率を、 h/H_o に対して示したものである。 h/H_o に対する $(\bar{U} / \sqrt{g H_o})_s$ の変化率は、次の三つの場合が考えられる。

$$\left. \begin{array}{l} \text{(i)} \quad \frac{d}{dx} \left(\bar{U} / \sqrt{g H_0} \right)_s > 0 \\ \text{(ii)} \quad \frac{d}{dx} \left(\bar{U} / \sqrt{g H_0} \right)_s = 0 \\ \text{(iv)} \quad \frac{d}{dx} \left(\bar{U} / \sqrt{g H_0} \right)_s < 0 \end{array} \right\} \quad (6.4.1)$$

ここで、 x 軸は沖側から岸方向を正としている。

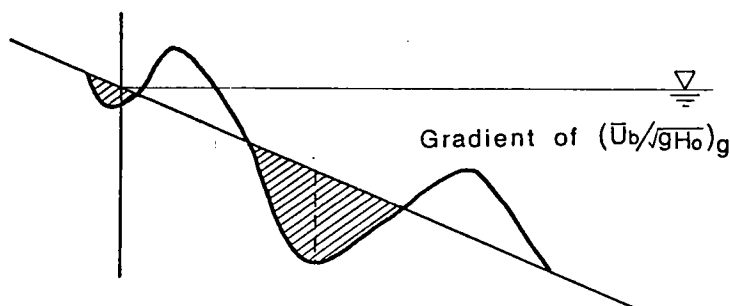


図6.4.4 岸沖方向距離に対するnetの移動速度
の岸方向の変化率（岸方向が正）

次に、式 (6.4.1) の物理的意味を海浜断面変化と結びつけるために、ある断面を通過する Euler 的な漂砂量と Lagrange 的な量である底質粒子の net の移動速度との関係について述べる。

いま、粒径 D の砂粒子が底面に一様に敷かれた状態で運動する場合を考える。ある断面の近傍に存在する砂粒の波の 1 周期間における net の移動距離を ℓ とし、その断面を通過して 1 周期間で net として移動する単位幅・単位時間当りの砂粒の体積を q_x とすると、次のように表わされる。net としてこの断面を通過する砂粒は、その断面とそこから ℓ だけ離れた場所との間にある砂粒のみであり、それ以外の場所にある砂粒はこの断面における net の漂砂量に寄与しない。したがって、粒径幅 D の断面を 1 周期間に net として通過する砂粒の数は ℓ / D となり、波の 1 周期間における単位幅当りの net の砂の体積は、

$$\frac{\pi}{6} D^3 \times \frac{\ell}{D} \times \frac{1}{D} \quad (6.4.2)$$

と表わされ、単位時間当たりについて考えると

$$\frac{\pi}{6} D^3 \frac{\ell}{D^2} \frac{1}{T} \quad (6.4.3)$$

となる。これが q_x に等しくなるから、

$$q_x = \frac{\pi}{6} D \frac{\ell}{T} = \frac{\pi}{6} D \bar{u}_s \quad (6.4.4)$$

$$\bar{u}_s = \ell / T \quad (6.4.5)$$

なる関係が成立する。一般に、底質粒子が移動する割合は、粒子の形状および粒子の重なり具合により変化すると考えられ、かつ底質粒子が表層のみではなく、下層も動く場合があることを考慮して、式 (6.4.4) に係数 α を導入する。すなわち、

$$q_x = \alpha \frac{\pi}{6} D \bar{u}_s \quad (6.4.6)$$

となり、任意断面における漂砂量フラックス q_x と Lagrange 的な量である net の移動速度との関係が得られた。さらに、式 (6.4.6) で表わされる漂砂量フラックスを見掛けの体積にするには、 $q_x / (1 - \lambda)$ としなければならない。ここに、 λ は砂の空隙率である。

他方、図6.4.5 に示すように、漂砂量と海底地形との間の連続関係は、汀線に直角方向のみについて考えると、次のように表わされる。

$$\frac{1}{1 - \lambda} \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial z}{\partial t} = 0 \quad (6.4.7)$$

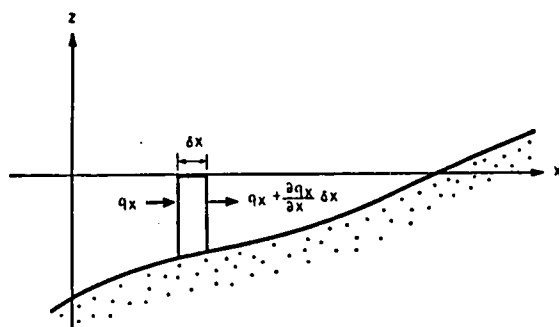


図6.4.5 漂砂量と海底変動量との連続関係

式 (6.4.6) および式 (6.4.7) より、

$$\frac{\partial z}{\partial t} = - \frac{1}{1 - \lambda} \frac{\partial q_x}{\partial x} = - \frac{\alpha}{1 - \lambda} \frac{\pi D}{6} \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial x} \quad (6.4.8)$$

となり、海浜断面の変動が掃流漂砂の net の移動速度の場所的変化率と関係づけられた。

式 (6.4.8) にもとづいて、底質の net の移動速度の変化率と海浜断面の変化との関係を検討すると、次のようになる。(i) \bar{u}_s の変化率が正の場合は net の移動量が増加することを意味するので、 $\partial z / \partial t$ の符号が負となり、海浜断面は侵食されることになる。(ii) \bar{u}_s の変化率が 0 の場合は net の移動量が場所的に一様であることを意味し、 $\partial z / \partial t = 0$ となって海浜断面は変形しない。また、(iii) \bar{u}_s の変化率が負の場合は、net の移動量が減少することを意味し、 $\partial z / \partial t > 0$ となるので海浜断面は堆積傾向を示す。

式 (6.4.1) における \bar{u} と式 (6.4.8) における \bar{u}_s とは同じと考えてよいから、前述の議論において \bar{u}_s を \bar{u} に置き換えて考えても、同様の結果が得られることになる。

なお、式 (6.4.7) の関係を導くときに行った仮定、すなわち掃流漂砂が移動する場合には表層の第 1 層の砂が動くのであり、しかもそれは斜面上のいずれの場所でも成立するという条件は底面上の砂が同時に数層にわたって移動する場合には妥当でない。たとえば、底面上での水粒子速度が大きくなって高濃度の掃流砂（いわゆる sheet bed load）が生じるような場合である。香取・渡辺・堀川 (1980)¹³⁾ は、底質粒径 0.2 mm の砂を用いて行った実験にもとづき、sheet flow 状態で移動する粒径 0.2 mm の砂の移動は初期底面を中心として上方に 1 mm、下方に 2 ～ 3 mm の範囲にわたって顕著であり、したがってこの範囲の底質移動が砂の移動量分布に大きく寄与すると述べている。

しかしながら、掃流漂砂の移動層厚さに関する研究は現在のところほとんどなされておらず、Kalkanis (1964)¹⁴⁾ や Abou-seida (1965)¹⁵⁾ をはじめとして、いずれの研究においても、掃流砂層厚さは底質粒径に等しいと仮定することにより漂砂量が算定されているのが現状である。

以上の議論を要約すると、図 6.4.6 のようになる。図 6.4.6 の一番上の図は、底質の net の移動速度の場所的分布の典型的なものを示しており、中央の図は net の移動速度の場所的変化率を示し、海浜断面形状の変化に関係する。また、下の図は海浜断面の時間変化と底質の net の移動量の場所的変化率との間の連続関係にもとづいて予測される海浜断面形状を示している。三つの図のうち、上と下の図より、底質の net の移動速度が動的に 0 になる場所は、海浜断面の侵食・堆積場所と関係し、海浜断面の変形を論じる場合には重要な意味をもつといえる。

図6.4.7 は岸沖漂砂の海浜断面に沿う漂砂量分布と海浜断面形状とを示したものである¹⁶⁾。図において、破線は漂砂移動領域で漂砂の移動方向が変化する場合の海浜断面に沿う漂砂量分布をモデル化したものであり、また、実線はモデル化した漂砂移動の結果、地形変動が生じると考えた場合の海浜断面形状を表わしている。

図6.4.6と図6.4.7の Type-II とを比較すると次のようなことが見出される。すなわち、図6.4.6 の一番上の図で表わされる net の移動速度の分布形状は、図6.4.7 の Type II-2 における漂砂量分布のそれとよく似ている。また、図6.4.6 の中央の図で表わされる、net の移動速度の変化率に逆符号を乗じた値の分布形状は図6.4.7 の Type II-2 における海浜断面形状と同じである。このことは次のようなことを示唆すると考えられる。すなわち、本研究で提案した底質移動モデルにおいて、net の移動速度の分布は、漂砂量分布と関係し、net の移動速度の変化率に逆符号を乗じた値の分布形状は、単位時間当りの海底断面の変動量、すなわち海底断面の変動速度を表わすものである。

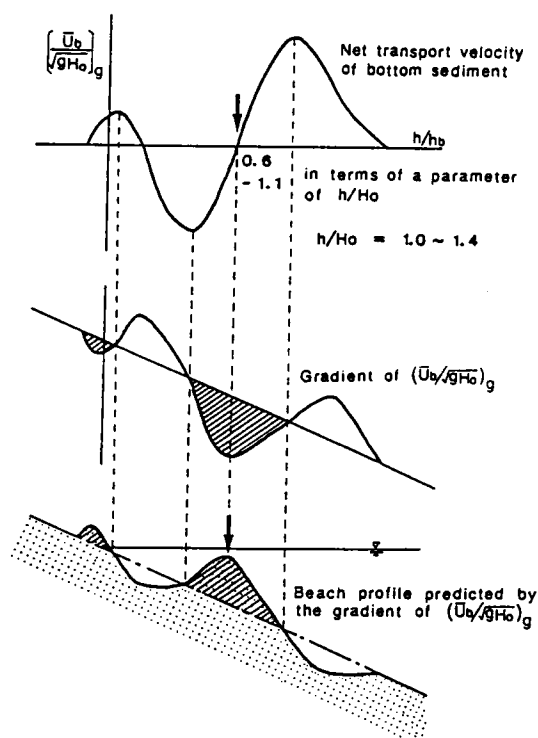


図6.4.6 ガラス粒子の net の移動速度の場所的分布にもとづく海浜断面の変形機構

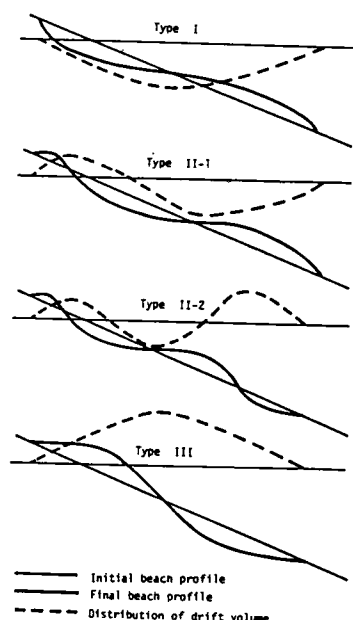


図6.4.7 海浜断面形状と漂砂量分布 (Sawaragi と Deguchi より)¹⁶⁾

図6.4.8 (a), (b), および(c)は $k_s/D = 1.0$ の場合の $(\bar{U}/\sqrt{g H_0})_g$ の場所的分布と, $\{\Delta(\bar{U}/\sqrt{g H_0})_g / \Delta(h/H_0)\}$ の場所的分布とを, 沖波波形勾配別に示したものである。両者の対応関係から, $(\bar{U}/\sqrt{g H_0})_g$ が岸向きおよび沖向きに最大となる場所は海浜断面が変形しない場所に対応し, また $(\bar{U}/\sqrt{g H_0})_g$ が動的に 0 となる $h/H_0 = 1.0 \sim 1.2$ の場所は海浜断面が堆積する場所に対応することがわかる。換言すれば, net の漂砂量が最大となる場所は海浜断面が変形せず, また net の漂砂量が動的に 0 となる場所のうち $h/H_0 = 1.0 \sim 1.2$ 付近では底質が堆積し, $h/H_0 = 0.2 \sim 0.3$ の場所では海浜断面が侵食されることがわかる。

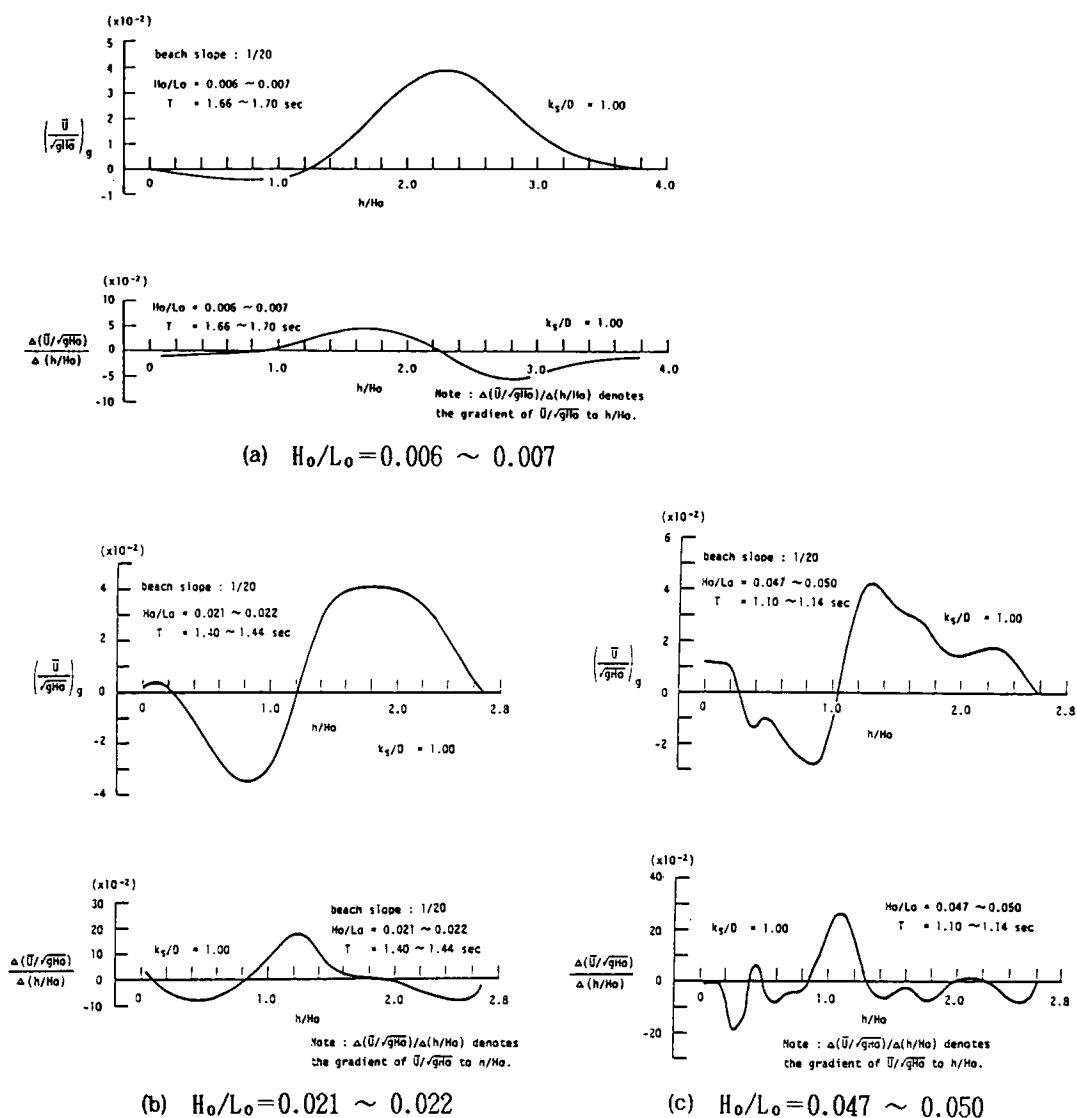


図6.4.8 Netの移動速度の分布と海浜断面の変形との関係

第5節 移動床海浜における現象との対応関係

本節における議論は、従来より検討されてきている移動床海浜における底質の移動特性および海浜断面形状の変形特性に関する結果を、本研究で提案した底質移動モデルを用いて、どの程度説明できるかという点について述べる。

(1) 底質の移動方向

一般に、底質の移動方向は 流体場特性－底質特性－海浜断面の特性の間の相互作用により決定されるものである。移動床海浜が掃流漂砂によって一様勾配から変形しはじめる場合の底質の移動方向は、海浜断面の変形初期段階とそれ以後の海浜断面上とは異なる。すなわち、第2章で示した移動床実験結果からわかるように、海浜断面の初期変形段階における底質の移動方向は、碎波による plunging point より沖側の領域では岸向きとなり、碎波帯内では冲向きとなる。この傾向は沖波の性質に関係せず、いずれの沖波波形勾配の場合でも同じである。また、汀線付近の底質は、沖波波形勾配が 0.007 の場合には、波高が小さいので動かないが、0.027 程度よりも大きくなると岸方向に移動する。

このような底質の移動特性は、他の研究においても見られる。鹿島・清水・丸山・斉藤 (1982)¹⁷⁾ は、実規模大の水槽(幅3.4m, 深さ6m, 長さ205m)に中央粒径 $d_{50}=0.47\text{mm}$ の砂を用いて実験を行い、漂砂の連続式によって算定される岸沖漂砂量(みかけの体積)にもとづいて底質の移動方向を検討している。その結果の中で、海浜が一様勾配から平衡勾配へと変形する初期変形過程では、沖浜領域の底質は岸向きに移動し、碎波帯の底質は冲向き、そして遡上帯では岸向きにそれぞれ移動するということが述べられている。

とくに、碎波点よりも沖側の領域における掃流漂砂の移動方向は、現象のスケールによらず、いずれの場合でも岸向きとなることが、従来の実験室規模の結果⁶⁾、実規模大の大型水槽の結果¹⁷⁾、および現地観測による結果^{7) 8)} などからわかる。

また、山本 (1977)¹⁸⁾ は、混合粒径で構成される海浜においても、底面に ripple が形成しない場合、碎波点より沖側の底質は細粒砂も粗粒砂も、ともに岸向きに運ばれたという実験結果を報告している。

一方、変形後の海浜断面における掃流漂砂の移動方向は、海浜上のいずれの場所においても基本的には岸向きとなる。

(2) 底質の net の移動量

底質移動モデルにもとづく net の移動量は、沖浜領域から碎波点に向かって次第に大きくなり、碎波点で最大、碎波による plunging point 付近で0、さらに水深が浅くなると冲向きに最大となる。また、沖波波形勾配が 0.027 よりも大

きい波の場合には、 $h/H_0 = 0.25 \sim 0.38$ の場所も net の移動量が 0 となる。

net の移動量が 0 となる場所付近の底質の移動状態は、次のように予測することができる。この場所に存在する底質は、動的に平衡であるから、水粒子の動きに対応して運動するが、実質的には移動しない。したがって、この null point を中心として岸側および沖側の底質の移動方向に応じて、null point の場所に存在する底質が埋ってしまったたり、表層部分にとどまったりすると考えられる。たとえば、砕波による plunging point 付近の動的平衡点の場合、この場所を中心として沖側の場所の底質は岸向きに移動し、岸側の場所の底質は沖向きに移動するので、この null point の場所の底質は埋ってしまうと予想される。また、沖波波形勾配が 0.027 よりも大きい波が作用するとき、 $h/H_0 = 0.25 \sim 0.38$ の場所に現われる動的平衡点の場合、この場所を中心として沖側の場所の底質は沖向きに移動し、岸側の場所の底質は岸向きに移動するので、この null point の場所の底質は底面の表層部分にとどまると予想される。

砕波点以深の場所にある底質は、水深が浅いほど、また波高が大きいほど移動量が増大するということは、Kingら (1949)⁶⁾ の実験結果をはじめとして従来より知られていることである。

また、net の移動量が 0 となる場所付近の底質の移動特性を裏づける移動床海浜の結果はほとんど見られないが、着色砂を用いて実験を行った日野・山下・米山 (1981)¹⁹⁾ の研究は数少ない 1 例として挙げられる。日野らは、中央粒径 0.7mm の砂を用いて、汀線とこれから 50cm おきの 4 ケ所の位置に、水路横断方向 2.5cm の幅にわたって、異なる色で着色した砂を埋込んで、一様に敷きならした勾配 1/20 の初期海浜に、沖波波形勾配 0.012、周期 1.5sec の波を作用させて実験を行い、着色砂の移動状況を調べた。その結果の中で、沖浜領域の砂はすべて岸方向に移動すること、初期底面形状における砕波点付近の着色砂は、波の作用後すぐにこの場所付近に形成される bar の下に埋ってしまい、ほとんど移動しないことなどを示した。

日野らの実験における着色砂の移動状況は、そのほとんどが掃流状態で移動するものであったということから、一様勾配から変形していく海浜断面における掃流漂砂の移動特性は、ここで提案した底質移動モデルを用いて説明することができると思われる。

(3) 海浜断面形状

海浜断面形状は平衡勾配にもとづいて分類されるのが一般的であり、この方法は海浜断面の変形過程を全く考慮することなく波の性質、底質特性および海浜勾配から海浜の最終形状を予測しようとするものであることを第 2 章第 1 節

において述べた。すなわち、ある与えられた波の条件に対応する平衡勾配から、次に波の条件が変化した場合、ある点を基準として変化した波に対応した平衡勾配に変わっていくという考え方である。

底質が主として掃流状態で移動する場合の海浜断面形状は、この平衡勾配の概念を用いて予測すると、汀線が前進し、沖側に砂が堆積しない step 型海浜となる。しかしながら、第2章第2節で示したように、移動床海浜が掃流漂砂により、一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程での海浜断面形状は、変形の初期段階では図6.4.7に示した Type II - 2 となり、その後は岸向きの漂砂移動によって、Type III の平衡海浜へと変形してゆくことがわかった。

第6節 岸沖掃流漂砂による海浜断面の変形機構に関する考察

掃流漂砂により、移動床海浜が一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程における海浜断面形状は、第2章第2節の図2.2.6 および図2.2.7 に示した通りである。これらの図および同時に行った写真撮影の結果も参考にして、海浜断面形状の変形過程を要約すると、次のようになる。

初期一様勾配が $1/10$ の海浜に、 $H_0/L_0 = 0.006$ の波が作用する場合には、断面の変形速度に比べて断面形状の測定間隔が粗いために図2.2.6 では明らかではないが、変形の初期段階では、初期海浜勾配および沖波波形勾配に関係なく、いずれの場合にも $h/H_0 = 1.0 \sim 1.4$ の場所に底質が堆積し、この堆積部分の砂は時間の経過につれて岸方向へ運ばれることが見出された。この堆積部分の砂が岸方向に運ばれる時間は、初期海浜勾配および沖波波形勾配により異なり、初期海浜勾配が急なほど、また沖波波形勾配が小さいほど短い。さらに、沖波波形勾配が大きいか、あるいは初期海浜勾配が緩な場合における海浜断面の変形過程では、沖浜領域の砂が岸方向に移動しているにもかかわらず、初期堆積部分の形状はあまり変化しないように思われる。しかしながら、海浜断面が平衡勾配へと近づくにつれて、その堆積部分の砂は岸方向に運ばれる傾向を示している。

本節では、以上のような海浜断面の変形過程を、今まで明らかにしてきたガラス粒子の net の移動速度の場所的分布特性にもとづいて検討することにより、岸沖掃流漂砂による海浜断面の変形機構を明らかにしようとするものである。

まづ最初に、一様勾配に近い海浜の断面変化について検討する。海浜断面形状がほぼ一様勾配に等しい場合の掃流漂砂の net の移動方向は、砕波による plunging point 付近を中心として沖側の場所では岸向きであり、岸側の場所では沖向きとなる。その結果、砕波による plunging point 付近は底質が堆積する場所となる。この傾向は、初期海浜勾配および沖波波形勾配によらず、いずれの場合

にも現われる現象である。

海浜断面が変形し、そのために流体場が変化すると、掃流漂砂の net の移動速度の場所的分布は、一様勾配に近い場合とは異なってくる。図6.6.1 は二つの異なる海浜断面に、 $H_0/L_0 = 0.005$ の波が作用した場合のガラス粒子の net の移動速度の場所的分布を示したものである。ただし、横軸は沖方向にとった距離である。Case I は、同程度の波形勾配の波が、一様勾配海浜に作用して6分後の海浜断面における結果を示し、Case II は95分後の海浜断面における結果を示している。なお、Case II の海浜は移動床模型実験ではほぼ平衡勾配に達したと思われる断面形状である。

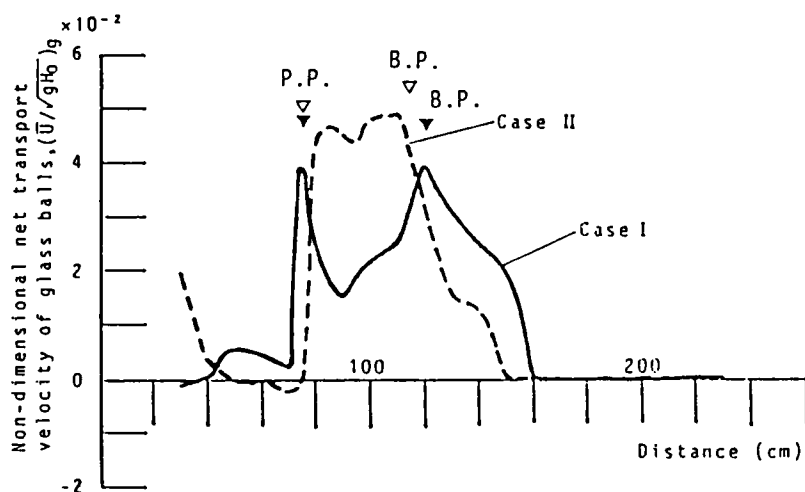


図6.6.1 平衡勾配への変形過程における net の移動速度の場所的分布(Glass ball)

一般に、平衡勾配における底質の移動量は、海浜断面のいずれの場所でも net として 0 であると考えられるが、Case II の $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_g$ の値はかなり大きい値となっている。これは、底質粒径に対する底面粗度高さの影響が移動床実験における場合と本実験の場合とでは異なるためであると思われる。すなわち、移動床実験では相対粗度 k_s/D (k_s : 粗度高さ, D : 底質粒径) が 1.0 であるのに対して、本実験の場合には、 $k_s/D = 0.43$ であり、かなり小さくなっている。したがって、本実験では底質が動き易い条件になっているために、流速変動の影響を受け易く、このような結果が得られたと考えられる。さらに、移動床と固定床という本質的な問題も考えられるが、この問題についてはより詳細な検討が必要と思われる、今後の課題としておく。

図6.6.1 の Case I の結果より、変形の初期段階に形成される堆積部分が流体場に影響をおよぼすようになると、底質の net の岸向き移動が大きくなる場所が 2

ヶ所現われることがわかる。1つは堆積部分の沖側斜面上であり、他の1つは碎波点である。しかも、この碎波点は沖側に少し移動しており、堆積部と碎波点の間の場所の net の移動速度は小さい。このことは、碎波点と初期堆積部分の底質が岸方向に多量に運ばれることを示している。このような機構で初期堆積部分の底質は岸方向へ移動し、その後は岸向きに卓越する net の移動速度成分によりさらに岸方向へと移動する。一方、net の移動速度の場所的分布からわかるように、碎波点付近で岸方向に移動した底質は碎波点の岸側に堆積し、その場所が堆積部分となり、造波初期の底質移動および海底断面形状と同様な流体場が形成されるようになると考えられる。このような機構によって掃流漂砂が岸方向に運ばれ、最終的には 流体場－底質－海浜断面 の相互作用系がバランスするようになると思われる。

第7節 結 語

この章は、第4章および第5章で明らかにした底質の net の移動速度の場所的分布特性にもとづいて、岸沖掃流漂砂の移動モデルを提案するとともに、移動床海浜断面の変形の本モデルによる予測結果と実験結果との整合性を検討することにより、本モデルの移動床海浜への適用性を明らかにしたものである。

第1節では、まづ岸沖掃流漂砂の移動機構をガラス粒子の net の移動速度の場所的分布にもとづいて検討することを述べ、次に null point の概念による底質の淘汰篩け作用を論じた Cornaglia¹⁾、Ippen および Eagleson²⁾ らの研究は、底質の net の移動量にもとづいて海浜断面の侵食機構を検討した最初のものであることを説明した。

第2節では、Cornaglia による null point 仮説の基本的な考え方およびそれから導かれる底質の移動特性について述べるとともに、null point 仮説に関する従来の研究を紹介した。その中で、Cornaglia、Ippen および Eagleson らによって示された null point 仮説にもとづく底質の移動方向は、実験結果と一致しない場合が多く、とくに砂の比重に近い底質を用いて行った実験的研究の場合、null point を中心として沖側での底質の移動方向と岸側でのそれとは逆の結果を示していることを述べた。

第3節では、第2節で述べた null point 仮説にもとづく岸沖掃流漂砂の移動特性と移動床海浜における底質の移動特性とが一致しない理由について検討した。

本研究では、底質の移動機構を論じる場合の null point 仮説の問題点は (1) 議論の展開において、底質移動におよぼす底面粗度の効果を見逃したために、碎波点より沖側領域の底質移動限界を適切に評価していないこと、(2) null point 仮

説を裏づけるために用いた実験データが適切でないという観点に立ち、これら二つの問題点について詳細に検討した。その結果、次のようなことがわかった。すなわち、Cornaglia によって定義された null point は、相対粗度が非常に小さい場合に存在し、相対粗度が1.0に近い場合には存在しない。 k_s/D が1.0に近い場合、碎波点よりも沖側で $(\bar{U}/\sqrt{gH_0})_s = 0$ となる場所は底質の移動限界に相当し、動的平衡点とはならない。null point 仮説による底質の移動機構は、底面上を浮遊することなく運動する場合を対象としているにもかかわらず、浮遊状態で移動する場合のデータを用いて理論結果を検証したために、理論による予測結果と実験結果とが一致しない、などである。

第4節では、粗度を有する一様勾配斜面上で運動する固体粒子の、波の1周期間における net の移動速度と移動方向の実験結果にもとづいて、本章で提案する底質移動モデルの基本的な考え方を説明した。その中で、まづガラス粒子の net の移動速度の場所的分布形状を一般化し、それにもとづいて底質の移動特性および海浜断面形状の変形特性を調べ、さらに漂砂の連続式を用いることにより、漂砂量と net の移動速度との関係を検討した。次に、相対粗度が1.0の場合の結果にもとづいて、移動床海浜が一様勾配から変形しはじめる場合の断面形状の変形特性を本モデルを用いて検討した。

第5節では、底質の移動方向、底質の net の移動量および海浜断面形状に関する移動床海浜の結果と、本研究で提案した底質移動モデルにより推測される結果とを比較検討することにより、本モデルの移動床海浜への適用性について検討した。その結果、一様勾配海浜における底質の net の移動速度の場所的分布にもとづく底質の移動と断面変形モデルは、移動床海浜が掃流漂砂により一様勾配から変形しはじめる初期段階を十分説明し得るものであることを明らかにした。

第6節では、第5節で提案した底質移動モデルの考え方にもとづいて、変形固定断面海浜におけるガラス粒子の net の移動速度の分布特性を検討することにより、移動床海浜が掃流漂砂により一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程における海浜断面の変形機構を検討した。その結果、本研究で示したモデルは岸沖掃流漂砂の移動と断面変形の機構を合理的に説明するものであることがわかった。

参 考 文 献

- 1) Cornaglia, P., this was translated for Benchmark volume by W.N. Felder, University of Virginia, from "Delle Spiagge" in Accad. Naz. Lincei Atti CL. Sci. Fis., Mat, e Nat. Mem. 5, ser. 4: 2 8 4 - 3 0 4 (1 8 8 9) . Benchmark Papers in Geology, Vol.39, Dowden, Hutchinson and Ross, Inc., p. 3 8 2, 1 9 7 7.
- 2) Ippen, A.T., and P.S. Eagleson : A study of sediment sorting by waves shoaling on a plane beach, B.E.B. Tech. Memo., No.63, 83p., 1955.
- 3) Eagleson, P.S., and R.G. Dean : Wave-induced motion of bottom sediment particles, Trans. ASCE, Vol.126, Part 1, pp.1162-1189, 1961.
- 4) Eagleson, P.S., B. Glenne, and J.A. Dracup : Equilibrium characteristics of sand beaches, J.Hydraulic Div. ASCE, 89, No.HY1, pp.35-57, 1963.
- 5) Zenkovitch, V.P. : On the study of shore dynamics, Trans. Inst. Okea nol., Akad. Nauk S.S.S.R., 1, pp.99-112, 1946.
- 6) King, C.A.M., and W.W. Williams : The formation and movement of sand bars by wave action, Geog.J., 113, pp.70-85, 1949.
- 7) Miller, R.L. and J.M. Zeigler : A model relating dynamics and sediment pattern in equilibrium in the region of shoaling waves, breaker zone, and foreshore, J. Geol., 66, pp.417-441, 1958.
- 8) Murray, S.P. : Control of grain dispersion by particle size and wave state, J. Geol., 75, pp.612-634, 1967.
- 9) Longuet-Higgins, M.S. : Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A, No.903, Vol.245, pp.1195-1214, 1980.
- 10) Münch-Peterson : Littoral drift formula, U.S.Army Corp. of Engrs., Beach Erosion Board Bull. 4, No.4, pp.1-36, 1950.
- 11) Komar, P.D. : Beach Processes and Sedimentation, Prentice-Hall, Inc., 314p., 1976.
- 12) Inmam, D.L. and A.J.Bowen : Flume experiments on sand transport by waves and currents, Proc. 8th Conf. on Coastal Eng., pp.1155-1171, 1972.
- 13) 香取完和・渡辺晃・堀川清司 : シートフロー状態の底質移動に関する研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp.202-206, 1980.

- 14) Kalkanis, G. : Transportation of bed material due to wave action, U.S.Army Corps of Engrs., Coastal Engrg. Res. Center, Tech. Memo. No.3, 68, 1964.
- 15) Abou-seida, M.M. : Bed-load function due to wave action, Univ. of California, Berkeley, Cal., Hydraulic Engineering Lab., Tech. Rept. HEL, pp.2-11, 1965.
- 16) Sawaragi, T. and I.Deguchi : On-offshore sediment transport rate in the surf zone, Proc. 17th Conf. on Coastal Eng., pp.1195-1214. 1980.
- 17) 鹿島遼一・清水隆夫・丸山康樹・斉藤昭三：大型造波水路による岸沖漂砂の実験的研究(2)——粗砂海浜 ($D_{50}=0.47\text{mm}$) の岸沖漂砂のモデル化——，第29回海岸工学講演会論文集，pp.228-232，1982.
- 18) 山本晃一：波による底質のふり分け作用，第24回海岸工学講演会論文集，pp.142-146，1977.
- 19) 日野幹夫・山下俊彦・米山晋：着色砂による岸沖方向の海浜過程に関する実験，第28回海岸工学講演会論文集，pp.183-187，1981.

第 7 章 結 論

本研究は、波動によって引き起される漂砂の移動と、その結果生じる海浜断面の変形に関して、漂砂が掃流状態で移動する場合の海浜断面形状の変形機構を明らかにすることを目的として、海浜断面の変形機構を底質の net の移動量の場所的分布特性にもとづいて把えようとして検討したもので、これまでに得られた成果を要約して結論とする。

序論では、本論文に関連する土砂水理学に関する工学的諸問題を例示し、これを解明するためには波による底質の移動と海浜断面の変形機構を明らかにすることが重要な課題であることを述べた。次に、これらの課題に関する従来の研究において、底質の net の移動特性がまだ明確化されていないが、このような特性が明らかにされない限り波動場における底質の挙動を論じることが困難であるという観点から、波による底質の net の移動特性に関する検討の重要性を指摘した。

さらに、海浜断面の変形に関しては、断面形状の変形は漂砂の net の移動量が場所的にも時間的にも一様でないために生じる現象であることを示し、漂砂の net の移動量の場所的・時間的分布特性に関する研究の必要性を強調するとともに、本論文では、移動床模型海浜が一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程での底質の net の移動量分布特性にもとづいて、海浜断面の変形機構を検討することを述べ、本研究の目的と方針ならびに研究内容の概要を示した。

第 2 章においては、海浜断面が一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程での、底質の移動方向および海浜断面形状の変形特性を、漂砂の移動量分布から検討するため、移動床の模型実験を行って詳細に調べた。その結果、漂砂の移動量分布は移動床海浜データと漂砂の連続式を用いて算定できることを示すとともに、海浜が一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程における底質の移動方向および海浜の平衡勾配の分類等に関する従来の実験結果が、漂砂の移動量分布特性から説明できること、および実験開始後最初の 1 時間の砂移動が、海浜の平衡勾配をほぼ決定するほど大きな影響を及ぼすことなどを明らかにし、海浜変形過程の実験では波作用後の初期段階における海浜断面の変形過程を詳細に検討すべきであることを示した。

また、粗い粒径の砂を用いて 2 次元移動床実験を行い、岸沖漂砂が掃流状態で移動する場合の海浜断面の変形特性を詳細に調べた。その結果、次のようなことが明らかにされた。すなわち、海浜断面は、岸向きの底質移動が卓越するときでも、bar 型海浜として分類され、沿岸砂州の発生限界に関する従来の結果では分

類できないことがある。また、一様勾配断面から変形し始める海浜の汀線の前進・後退傾向は、断面の変形過程で、従来からの関係式にもとづく結果と逆の傾向を示す場合があり、この変形特性は短時間の気象擾乱による侵食現象を論じるのに重要となる。沖波波形勾配および初期海浜勾配に関係なく、いつでも造波初期の変形過程で水深沖波波高比 h/H_0 が 1.0~1.4 の場所に砂が堆積するが、この堆積部分のその後の変形特性は沖波波形勾配と初期海浜勾配によって異なる。変形の初期段階における砂の堆積は、底質が岸向きと沖向きの両方向に移動した結果形成されるものであり、断面の変形がある程度進行すると、いずれの場合も岸向きとなる。漂砂の移動量は沖波波形勾配および初期海浜勾配によって異なり、岸向き移動量は沖波波形勾配の小さい波が作用する場合には海浜勾配が急なほど大きくなるが、沖波波形勾配の大きい波の場合には緩勾配の方が大きくなる。一方、沖向き移動量は海底勾配が急で、かつ沖波波形勾配が大きいほど大となる。海浜断面が顕著に変形する場合には、砕波直後の地点で波高が激減する。

このように、海浜が掃流漂砂によって一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程は、とくに変形の初期段階において、平衡勾配の概念にもとづいて予想される結果とは異なることが明らかにされた。

第3章においては、底質移動の外力となる流体場、とくに底面に発達する境界層とその近傍における流速や摩擦応力の変動特性を明らかにする必要があるという観点から、一様勾配斜面上の波動場における底面近傍の水粒子速度および底面摩擦応力の変動特性を Euler 的な立場から理論的・実験的に検討した。すなわち、波形の非対称性を取り入れることができる Dean の流れ関数理論を適用し、それより得られる水粒子速度を境界層外縁流速として与え、層流境界層方程式にもとづいて境界層内の流速と底面摩擦応力の理論式を誘導した。さらに、この理論式にもとづいて、境界層内の水粒子速度および底面摩擦応力の変動特性におよぼす波の有限振幅性の影響を検討した結果、底面境界層内の流速分布におよぼす波の有限振幅性の影響は、境界層外縁の水粒子速度に支配されること、底面摩擦応力と境界層外縁の水粒子速度との位相差は、波の有限振幅性が増すにつれて小さくなる傾向を示し、この結果は Fisher らの実験結果を裏づけるものであること、および底面摩擦応力の岸向き最大値は水位変動が最大となる位相よりも先行し、また沖向き成分は境界層外縁の水粒子速度の水平成分が岸向きから沖向きへと変化する位相付近で最大となることなどを明らかにし、波の有限振幅性が大きくなると、対称な波形を有する波動場と異なる変動特性を示す波動境界層が形成されることを明示した。

また、一様勾配斜面上の波動場における底面近傍の水粒子速度と底面摩擦応力

とを測定した結果、底面摩擦応力の最大値の無次元量、底面近傍の水粒子速度および底面摩擦応力の波の1周期間における時間変化の実験結果は、本章で導いた理論式を用いることにより説明できることがわかった。さらに、水粒子速度および底面摩擦応力の岸沖方向成分の割合を斜面上の各場所について調べた結果、碎波帯内の水粒子速度の分布傾向は、底面摩擦応力の分布傾向と異なるので、流速センサーを用いて測定した水粒子速度の分布傾向から、底面近くの水粒子の運動を議論することは問題があることを明らかにした。

第4章においては、一様勾配海浜における波による底面の質量輸送速度と底質の net の移動速度とを明らかにすることを目的として、一様勾配の滑らかな斜面と粗い斜面を対象とし、その上で運動する固体粒子の波の1周期間における net の移動量の場所的分布特性を実験的に明らかにして、その結果にもとづき、海浜における掃流漂砂の移動特性および海浜断面の変形特性を検討した。すなわち、質量輸送速度と底質の net の移動速度とは、ほぼ一次的な関係であらわされるが、そのときの定数は流体場特性によって異なる。碎波による plunging point 付近に現われる動的平衡点 (dynamic equilibrium point) は、波の条件 (H_0/L_0) および底質条件 (k_s/D と底質比重) に関係なく存在し、海浜断面の変形機構を考える場合には重要な場所となる。また、底質の移動方向から考えると、この碎波の plunging point 付近に現われる dynamic equilibrium point は、底質が堆積する場所であると推測される。沖浜領域における底質の net の移動方向は、底質が掃流状態で移動する限り、波の条件および底質条件に関係せず、いずれの場合でも岸向きである。ガラス粒子の net の移動速度の値におよぼす相対粗度の影響は、碎波点を中心として沖側と岸側の各領域で異なり、沖浜領域では net の移動速度が岸向き成分となる場合は波形勾配に関係し、小さい波形勾配の波の場合には相対粗度の値が 1.0 に近いほど、大きい波形勾配の波の場合には相対粗度の値が大きいほど、net の移動速度の値が大きくなる。また、碎波点付近では、相対粗度が 0 の場合を除いて、いずれの波形勾配の波の場合でも、粒径が小さく、粒子が底面粗度に埋没する割合が大きいほど、底質粒子は net として岸方向に移動する速度が大きくなる。

Longuet-Higgins によって導かれた底面における質量輸送速度は、波が斜面上を伝播するにつれて実験値との差が増大するが、Ursel 数が 30 以下の領域では実験値との対応が良く、この領域では波の浅水変形効果の影響は顕著でないことなどを明らかにした。

第5章においては、海浜断面の変形過程における底質の net の移動量の場所的変動特性と海浜断面の変形特性との関係を明らかにするために、波が作用するに

つれて変形していく海浜断面における波高分布および固体粒子の net の移動量の変動特性を詳細に調べた。その結果、砕波限界における波高水深比 (H/h)、および砕波後の波高分布 H/H_0 の値はいずれもその場所での海底勾配に応じて変動し、局所的な海底勾配の影響を強く受ける。ガラス粒子の net の移動速度は、変形初期段階で、かつ流体場が海浜断面の局所的な変形の影響をあまり受けない場合には、一様勾配海浜における net の移動速度と似た分布傾向を示す。一方、変形初期段階でも、流体場特性が局所的な海浜断面の影響を受けるようになると、砕波点と砕波による plunging point 付近で岸向き成分が最大となり、この二つの場所にはさまれる領域では小さい岸向き成分となる分布形状を示す。また、断面の変形がかなり進行すると、砕波点から plunging point にかけて岸向き移動速度の減少が見られなくなり、この領域ではいずれの場所でも net の移動速度の岸向き成分が大きい値となる。さらに、汀線付近では、海底勾配が急になるにつれて岸向き移動速度が増加するようになる。ポリスチレン粒子の net の移動速度は、全体的分布傾向はいずれの海浜断面形状においても変わらず、砕波による plunging point の場所付近を中心として沖側の領域では岸向き成分となり、岸側の領域では沖向き成分となる。ガラス粒子の net の移動速度におよぼす波の浅水変形効果の影響は、砕波帯内では明確な変動傾向が見出されないが、砕波による plunging point よりも沖側の領域では顕著となり、Ursel 数の増加につれて net の岸向き移動速度が大きくなる。水の比重に近いポリスチレン粒子の net の移動速度におよぼす波の浅水変形効果の影響は、砕波による plunging point 付近の場所を中心として異なり、この場所よりも岸側の領域ではガラス粒子の場合と同様明瞭ではないが、この場所よりも沖側の領域で、かつ海底勾配がほぼ一様に近い場合は、Ursel 数の増加にともなって net の移動速度が減少する。以上の結果より、固体粒子の net の移動特性は、海浜断面が変形するにつれて変化する事、および波による質量輸送と掃流漂砂の net の移動特性は海浜断面が変形するにつれて異なる分布特性を有することなどが明らかになった。

第6章においては、第4章および第5章で得られた結果にもとづいて、岸沖掃流漂砂の移動モデルを提案し、そのモデルを用いて移動床海浜断面の変形を論じるとともに、本モデルの移動床海浜への適用性について詳細に検討した。その結果、底質の net の移動量にもとづいて海浜断面の侵食機構を論じた先駆的研究である Cornaglia, Ippen および Eagleson らによる null point 仮説の問題点は、底質移動に及ぼす底面粗度の効果を考慮し、かつ検証地形として掃流漂砂によって変形していく移動床海浜データを用いれば、合理的に解決できることを明らかにした。また、一様勾配海浜における底質の net の移動速度の場所的分布にもと

づく底質の移動機構は、移動床海浜が掃流漂砂により一様勾配から変形しはじめる場合の変形初期段階における底質の移動機構を十分説明し得ること、および移動床海浜が掃流漂砂により一様勾配から平衡勾配へと変形していく過程における海浜断面の変形機構は、本研究で示したモデルで合理的に説明できることなどを明らかにした。

最後に、本研究を遂行するにあたり、全過程にわたって、終始暖かい御指導御鞭撻を賜った京都大学工学部岩垣雄一教授に衷心より謝意を表します。また、本研究を実施するにあたり、いろいろと御助言、御協力をいただいた京都大学工学部酒井哲郎助教授に心から深謝の意を表します。さらに、終始、暖かい御教示、御激励をいただいた京都大学防災研究所土屋義人教授に心から感謝の意を表します。また、本論文作成に御協力いただいた関係各位、ならびに京都大学工学部土木工学教室海岸研究室の諸先輩方および同輩諸氏に対して深く感謝の意を表します。